

**BESTIMMUNG DER TRANSPORTPARAMETER IN
SCHWACH INHOMOGENEN
NIEDERDRUCKPLASMEN UND ERGEBNISSE AUS
DEM FARADAY'SCHEN DUNKELRAUM EINER
ANOMALEN WASSERSTOFFGLIMMENTLADUNG**

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität

München

**vorgelegt von
Erich Berger
aus Heidelberg**

1979

München, November 1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**BESTIMMUNG DER TRANSPORTPARAMETER IN
SCHWACH INHOMOGENEN
NIEDERDRUCKPLASMEN UND ERGEBNISSE AUS
DEM FARADAY'SCHEN DUNKELRAUM EINER
ANOMALEN WASSERSTOFFGLIMMENTLADUNG**

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt von

**Erich Berger
aus Heidelberg**

München, November 1978



1.Berichterstatter Prof.Dr. A.Heisen

2.Berichterstatter Prof.Dr. J.Brandmüller

Tag der mündlichen Prüfung: 28.2.1979

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Symbole

Zusammenfassung

1. Einleitung
 2. Theorie des Meßverfahrens
 - 2.1. Spezialisierung der Boltzmanngleichung für Elektronen im Faraday'schen Dunkelraum
 - 2.2. Experimentelle Bestimmung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung
 - 2.2.1. Oberwellenmethode zur Gewinnung der 2. Ableitung
 - 2.2.2. Kompensation der Austrittsarbeitsänderung der Sondenoberfläche zur genauen Bestimmung der Sondenspannung
 - 2.2.3. Einfluß der sekundären Entladungsteile auf das Meßsignal
 3. Aufbau der Apparatur
 - 3.1. Entladungsraum
 - 3.2. Elektronischer Aufbau
 - 3.2.1. Sondengleichspannung
 - 3.2.2. Sondenwechselspannung
 - 3.2.3. Technische Daten
 4. Auswertmethoden und Rechenverfahren
 - 4.1. Auswertung der spezialisierten Boltzmanngleichung
 - 4.2. Direkter Vergleich zwischen theoretischer und experimenteller Elektronengeschwindigkeitsverteilung
 - 4.3.2. Bestimmung der Transportparameter aus den experimentellen Verteilungsfunktionen
 5. Ergebnisse und Diskussion
 - 5.1. Definition und Abgrenzung des Faraday'schen Dunkelraumes
 - 5.2. Messung von Radial- und Axialprofilen der Stromdichte
 - 5.3. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell von Ecker und Emeleus
 - 5.4. Modifizierung des Ecker-Emeleus Modells
 6. Offene Probleme
- Literaturverzeichnis
- Anhang

Verzeichnis der verwendeten Symbole

A	Anode
e	Elementarladung
E	elektrische Feldstärke
f	Verteilungsfunktion
J	Stromdichte
I_E	Entladungsstrom
$I(U)$	Sondenstrom
$I_{2\omega}$	Oberwellenstrom
K	Kathode
k	Boltzmannkonstante
m	Elektronenmasse
M	Neutralgasmasse
n	Ladungsträgerdichte
N	Neutralgasdichte
r	radiale Entfernung von der Rohrachse
R	Entladungsrohrradius
R_s	differentieller Widerstand der Sondenschicht
R_p	differentieller Widerstand des Plasmas zwischen Anode und Sondenschicht
S	Sondenoberfläche
Td	Townsend, $1Td = 10^{-21} \text{ Vm}^2 = 0.31 \text{ V/cm/Torr}$ (bei 300 K)
U	Potential bezogen auf das Plasmapotential
U_ω	Amplitude der sinusförmigen Störung
U_2	Oberwellenmeßsignal
U_1	Einsatzpotential $\triangleq$ Voltäquivalent der Anregungsenergie
v	Geschwindigkeit

verwendete Indices

e	Elektronen...
+	Ionen....
r	Radialkomponente
z	Achsialkomponente
m	elastisch
i	inelastisch
-i	superelastisch

Zusammenfassung

Zur Bestimmung der Transportparameter in schwach inhomogenen Niederdruckplasmen wird ein lokales Meßverfahren entwickelt. Die Elektronenenergieverteilung wird durch zweimalige elektronische Differentiation einer Langmuirsondencharakteristik mit Störungskompensation gewonnen. Daraus werden für die Elektronen Dichte, Temperatur, Beweglichkeit, Diffusionskoeffizient und deren Gradienten berechnet.

Die Boltzmann-Gleichung zur Bestimmung der theoretischen Energieverteilung wird für Wasserstoff im reduzierten Feldstärkebereich von 0.01 bis 100 Td unter Einbeziehung superelastischer Stöße gelöst. Durch Vergleich der so berechneten Verteilungen mit den gemessenen, läßt sich dem Meßort die elektrische Feldstärke zuordnen. Der Einfluß von Meßfehlern auf verschiedene Auswertmethoden wird diskutiert.

Das entwickelte Verfahren wurde auf den Faraday'schen Dunkelraum FDR einer anomalen Glimmentladung in einer UHV-Anlage angewandt. Die Messungen zeigen erstmalig, daß der Entladungsstrom im Wesentlichen durch Drift im elektrischen Feld getragen wird, und daß die Ionenstromdichte zur Anode hin ansteigt.

Die Berücksichtigung der Abhängigkeit der Transportparameter von der red. Feldstärke führt zu einer Modifizierung des zweidimensionalen FDR-Modells von Ecker und Emeleus. Damit kann der axiale Verlauf der Stromdichten und der starke Abfall der Ladungsträgerdichte am anodenseitigen Ende des FDR befriedigend wiedergegeben werden.

1. Einleitung

Die steigende technische Nutzung von Plasmen erfordert die Optimierung der zur Plasmaerzeugung notwendigen Konfigurationen. Dies beginnt bei den "klassischen" Gebieten der Plasmanutzung in Leuchtstofflampen oder beim Bogenschweißen und führt zu "modernen" Gebieten wie Gaslasern, MHD-Generatoren, Raketenantrieben und Fusionsreaktoren. Auch die Unterdrückung von Plasmen z.B. in Hochstromschaltern, ist hier hinzuzuzählen.

Die Voraussetzung einer systematischen Optimierung ist die detaillierte Kenntnis der Plasmakomponenten, der Felder und ihrer gegenseitigen Wechselwirkungen, um die ablaufenden Transportvorgänge von Materie, Ladung, Energie, Impuls und Strahlung beschreiben zu können. Eine besondere Bedeutung kommt hierbei der Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilungen der Plasmakomponenten zu.

Diese entspricht nur in wenigen Fällen einer Maxwellverteilung, da unter dem Einfluß inelastischer Stöße und Felder Abweichungen hiervon auftreten. Daher lassen sich aus der Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilungen durch Vergleich mit Modellrechnungen auch solche Parameter eines Plasmas bestimmen, welche einer direkten Messung nicht zugänglich sind, deren Einfluß auf die Verteilungsfunktionen jedoch durch ein geeignetes Gleichungssystem, die Boltzmann-Gleichung, beschrieben werden kann.

Zur experimentellen Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung finden im Wesentlichen 'Time of Flight-' (TOF), Gegenspannungs- und Sondenmethoden Anwendung, wobei letztere nur bei geladenen Teilchen anwendbar sind.

TOF- und Gegenspannungsmethoden erfordern einen relativ großen apparativen Aufbau durch die Notwendigkeit von Eintrittsblenden, Filterlinsen und eines guten Hochvakuum zur Vermeidung von Sekundäreffekten im Analysator. Sie sind daher i.A. nur zum Einsatz am Rande eines Plasmas geeignet.

Bei den Sondenmethoden wird eine kleine Metallkugel, ein Blättchen oder ein kurzer Draht ins Plasma eingeführt. Falls die Störung des Plasmas durch die Anwesenheit der Sonde und ihrer Zuführung vernachlässigbar bleibt oder berechenbar ist /Way64/, können aus der Sondencharakteristik, dem Zusammenhang zwischen Strom und Spannung gegen eine Referenzelektrode, Aussagen über Dichte und Verteilung der Ladungsträger und über das Potential im Plasma am Ort der Sonde gewonnen werden.

Swift und Schwar /Sw70/ sowie Chung et al. /Ch75/ geben einen Überblick über die möglichen Einsatzgebiete von Sonden und die z.T. umfangreichen numerischen Rechnungen, wie sie z.B. zur Interpretation der Sondencharakteristiken bei mittleren Drucken notwendig sind.

Im Falle von Niederdruckplasmen, für die Langmuir die Theorie des Stromes zu einer kleinen Sonde /La24/ entwickelt hatte, und wie sie in Leuchtstoffröhren, Glimmentladungen, Gaslasern und in der Ionosphäre auftreten, konnte Druyvesteyn /Dr30/ zeigen, daß sich durch zweimalige Differenzierung einer Langmuirsondencharakteristik die dort nur implizit enthaltene Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen freistellen läßt. Die ersten umfangreichen Messungen mit diesem Verfahren wurden von Emeleus und Ballantine /Em36/ durchgeführt.

Die elektronische Differenzierung kann durch Modulation der Sondenspannung erfolgen /Bo54/. Branner, Friar und Medicus /Br64/ geben eine Darstellung der möglichen Modulationssignale und leiten die daraus resultierenden Taylorentwicklungen ab. Durch Ausfiltern der entsprechenden Signalkomponenten lassen sich Meßsignale erhalten, die zur zweiten Ableitung der Sondencharakteristik und so zur Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen proportional sind.

Damit wurde die Druyvesteynanalyse u.A. mit Erfolg zur Untersuchung von Säulenplasmen /Bo60, Tw61, Tw63, Pf66, Ray67/ und auf Einstellvorgänge und Schichten /Beh68, Wi69, Sp71, An77/ angewendet.

Nachteilig wirkt sich bei Sondenmessungen aus, daß die Sondenoberfläche dem Plasma ausgesetzt ist. Ihre Austrittsarbeit wird so durch die Eigenschaften des Plasmas, durch eventuelles Aufwachsen von Verunreinigungen und durch die Strombelastung mitbestimmt. Daher wird die Meßgenauigkeit des Sondenpotentials durch die Änderungen der Austrittsarbeit /We52, D'A74/ während der Aufnahme einer Sondencharakteristik begrenzt.

Um Sondenmeßmethoden auch bei kleinen Elektronenenergien (300-1000 K) sinnvoll einsetzen zu können, ist die Einführung eines Spannungsfixpunktes in der Sondencharakteristik unumgänglich /Wu75a/. Als solcher kann das Floatingpotential dienen, bei dem Elektronen- und (positiver) Ionenstrom zur Sonde gleich sind, die Sonde also stromlos ist. Bei kurzzeitiger, periodischer Unterbrechung des Sondenstromes kann dieses Floatingpotential hochohmig gemessen und gespeichert werden. Durch Bezug der Sondenspannung auf dieses 'aktuelle Floatingpotential' kann ein Maß für das Sondenpotential unabhängig von der Drift der Austrittsarbeit der Sondenoberfläche gewonnen werden.

Durch die Kombination der Druyvesteynanalyse mit einer solchen Störungskompensation steht uns ein geeignetes Meßverfahren zur Verfügung, das es erlaubt, experimentelle Elektronengeschwindigkeitsverteilungen mit Modellrechnungen im Niederenergiebereich quantitativ zu vergleichen. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, sind in magnetfeldfreien, schwach inhomogenen, neuerzeugungsfreien Plasmen die Gastemperatur und die reduzierte (auf die Gasdichte bezogene) elektrische Feldstärke die dominierenden Parameter. Damit ist es möglich, durch Vergleich von Experiment und Theorie in einem solchen Plasma die elektrische Feldstärke lokal zu bestimmen.

Ein geeignetes Test- und Untersuchungsobjekt für ein solches Meßverfahren ist der Faraday'sche Dunkelraum FDR einer anomalen Glimmentladung, auf den wir hier die Druyvesteynanalyse erstmalig anwenden.

Der FDR ist ein Übergangsgebiet zwischen dem durch schnelle Fallraumelektronen fremdionisierten negativen Glimmlicht und der selbstionisierten positiven Säule. Durch Wahl der äußeren Parameter Entladungstrom, Druck und Rohrradius kann der Anstieg des elektrischen Feldes vom nahezu feldfreien Glimmlicht bis zur Säulenfeldstärke in großem Maße variiert werden, so daß der FDR ein geeignetes Experimentierfeld für die Untersuchung von Transportvorgängen darstellen sollte /He69/.

Der FDR wurde nur von wenigen Autoren /Dr37, Ah62, Ec65, Hu69/ auf der Grundlage eines erzeugungsfreien Diffusionsmodelles behandelt, wobei aus Vereinfachungsgründen die Abhängigkeit der Transportparameter von der Feldstärke unterdrückt wurde.

Die experimentellen Untersuchungen des FDR beschränken sich lediglich auf die Bestimmung seiner Länge und deren Abhängigkeit von den äußeren Parametern, wobei die erzielten Ergebnisse wegen der unterschiedlichen Bereiche und Gasarten kein einheitliches Bild ergeben/Po73, Ru73, Fre72, Ni72, Ko73/. Zum Teil weisen die gemessenen FDR-Längen größenordnungsmäßige Übereinstimmung mit dem Modell von Ecker und Emeleus auf, es gibt jedoch auch erhebliche Abweichungen. So findet Rutscher in weiten Rohren in He FDR-Längen, die bis zu einem Faktor 10 über diesem Modell liegen, und Nickel findet in He Parameterbereiche, in denen der FDR ganz verschwindet.

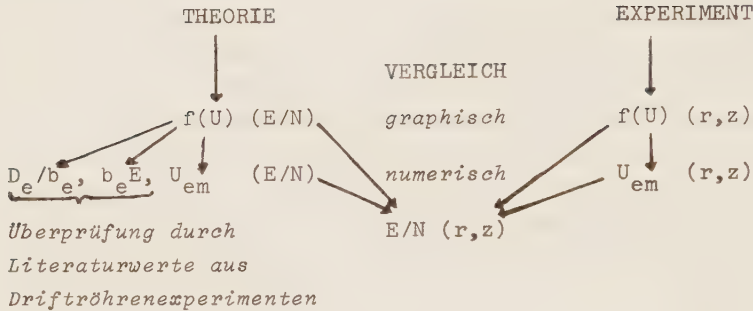
Ein geeignetes Testobjekt ist der FDR deshalb, weil die aus den experimentellen Elektronengeschwindigkeitsverteilungen gewonnenen Aussagen über Feldstärke, Ladungsträgerdichte und deren Gradienten, gemeinsam mit den ebenfalls aus der Verteilungsfunktion berechenbaren Transportparametern Beweglichkeit und Diffusionskoeffizient, eine vollständige Strombilanz ermöglichen. Diese kann mit der physikalischen Randbedingung, daß durch jeden Entladungsquerschnitt der gesamte Entladungstrom hindurch transportiert werden muß, verglichen werden, und erlaubt so einen Test der Meßmethode

2. Die Theorie des Meßverfahrens

Messungen der elektrischen Feldstärke in Plasmen durch Beobachtung der Ablenkung eines Elektronenstrahles, wie sie von Sajda /Sa73/ und mit einer weiter verbesserten Apparatur von Sell /Se76/ durchgeführt wurden, ergeben als untere Meßgrenze etwa 1V/cm und sind somit für die Bestimmung kleinerer Feldstärken ungeeignet. Sorgfältige Feldmessungen mit drehbaren geheizten Doppelsonden von Kaspar/Ka68/basieren auf konstanter Differenz zwischen Plasma- und Floatingpotential sowie konstanter Austrittsarbeit der Sondenoberflächen, was aber bei Feld- und Ladungsträgerdichteänderungen nicht mehr gewährleistet ist. Als untere Meßgrenze können daher für diese Methode Feldstärken um 300 mV/cm angesehen werden.

Die in dieser Arbeit verwendete Methode zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke wurde durch eine Veröffentlichung von Michel und Winkler /Mi76/ angeregt. Diese Autoren haben eine Bestimmungsgleichung für die Elektronengeschwindigkeitsverteilung $f(U)$ aus der allgemeinen Boltzmann-Gleichung für ein Wasserstoffsäulenplasma spezialisiert. Als einziger freier Parameter tritt dort die reduzierte elektrische Feldstärke E/N auf.

Dies bietet die Möglichkeit, durch Vergleich der Transportparameter aus Experiment und Theorie dem Meßort den Betrag der Feldstärke zuzuordnen. Das folgende Schema soll dies verdeutlichen:



Die Boltzmann-Gleichung wird für einen Parametersatz von E/N -Werten gelöst. Hieraus werden die Elektronentransportparameter Beweglichkeit $b_e(E/N)$ und Diffusionskoeffizient $D_e(E/N)$ sowie die mittlere Energie der Elektronen $eU_{em}(E/N)$ berechnet. Durch Vergleich mit den Transportparametern charakteristische Energie $e \cdot D_e/b_e(E/N)$ und Driftgeschwindigkeit $b_e E(E/N)$, für die zahlreiche Messungen aus Driftröhrenexperimenten vorliegen /Du75/, können diese Lösungen überprüft werden.

Mit dieser Schar von Lösungskurven werden die ortsabhängig gemessenen Verteilungsfunktionen verglichen, und bei Übereinstimmung kann dann der jeweils zugehörige Parameterwert als ortsabhängiger Meßwert angesehen werden.

2.1 Spezialisierung der Boltzmanngleichung für Elektronen im Faraday'schen Dunkelraum

Die allgemeine Boltzmanngleichung beschreibt die räumlichen und zeitlichen Änderungen der Orts- und Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f_j(\vec{r}, \vec{v}, t)$ einer Teilchensorte j unter dem Einfluß von Gradienten, Feldern und Stößen. Unter Vernachlässigung höherer Ableitungen läßt sie sich folgendermaßen schreiben /Sh66, Gil72, Hux74/:

$$(2.1) \quad \frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad}_r f_j + \frac{e}{m} \left\{ \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right\} \operatorname{grad}_v f_j = B(\vec{r}, \vec{v}, t)$$

wobei der sog. Boltzmannterm B den Einfluß der Stöße auf die Verteilungsfunktion enthält ($\vec{B}$: Magnetfeld).

Für den Parameterbereich des FDR einer stationären Glimmentladung ohne Magnetfeld können folgende Spezialisierungen zugelassen werden:

$$(2.2a) \quad \partial f_j / \partial t = 0 \quad \text{stationäre Verteilungen}$$

$$(2.2b) \quad n_e \ll N \quad \text{geringer Ionisierungsgrad}$$

$$(2.2c) \quad f_e(\vec{v}) = f_0(v) + \frac{\vec{v}}{v} \vec{f}_1(v) \quad \text{Lorentznäherung}$$

Letztere bedeutet, daß die Elektronengeschwindigkeitsverteilung f_e nahezu Kugelsymmetrie hat, und die Entwicklung in Kugelfunktionen nach dem ersten Glied abgebrochen werden kann.

Teilt man entsprechend den Boltzmannterm in Skalar- und Vektorterm auf,

$$(2.3) \quad B(\vec{r}, \vec{v}) = B_0(\vec{r}, v) + \frac{\vec{v}}{v} \vec{B}_1(\vec{r}, v)$$

so zerfällt die so spezialisierte Boltzmanngleichung ebenfalls in eine Skalar- und in eine Vektorgleichung.

$$(2.4a) \quad \frac{v}{3} \operatorname{div}_r \vec{f}_1 - \frac{e}{3mv} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \vec{E} \cdot \vec{f}_1 \right\} = B_0$$

$$(2.4b) \quad v \operatorname{grad}_r f_0 - \frac{e}{m} \vec{E} \frac{\partial f_0}{\partial v} = \vec{B}_1$$

Die Ableitung der Boltzmannterme mit Berücksichtigung der Gastemperatur T_g , der elastischen Stoßwahrscheinlichkeit P_m und den Stoßwahrscheinlichkeiten für inelastische und superelastische Stöße (Stöße zweiter Art) P_1 und P_{-1} (Anregung und Abregung) ergibt für den skalaren Term B_0 /Gil72/

$$(2.5a) \quad B_0 = \frac{2m}{M} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial (v^2)} \left\{ P_m(v) v^4 \left[1 + \frac{2kT}{m} \frac{\partial}{\partial (v^2)} \right] f_0(v) \right\} \\ + \frac{1}{v} \sum_i \left\{ P_i(\sqrt{v^2 + v_i^2}) (v^2 + v_i^2) f_0(\sqrt{v^2 + v_i^2}) \right. \\ + P_{-i}(\sqrt{v^2 - v_i^2}) (v^2 - v_i^2) f_0(\sqrt{v^2 - v_i^2}) \\ \left. - P_i(v) v^2 f_0(v) - P_{-i}(v) v^2 f_0(v) \right\}$$

und für den vektoriellen Term $\vec{B}_1$

$$(2.5b) \quad \vec{B}_1 = - P_{ges}(v) v \vec{f}_1(v) \quad \text{mit} \quad P_{ges} = P_m + \sum_i P_i$$

Hierbei sind wegen des geringen Ionisierungsgrades Elektron-Ion- und Elektron-Elektronstöße unberücksichtigt geblieben.

Einsetzen von (2.4b) in (2.4a) ergibt eine Integrodifferentialgleichung für den sphärischen Anteil der Verteilungsfunktion f_0 . Für die weitere Rechnung und zum Vergleich mit der Messung ist das Voltäquivalent der Energie geeigneter. Mit der Transformation

$$(2.6) \quad \frac{m}{2e} v^2 = U$$

erhält man:

$$\begin{aligned}
 (2.7) \quad & \frac{E^2}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\partial}{\partial U} \left\{ \frac{U}{P_{ges}} \frac{\partial f_o(U)}{\partial U} \right\} + \sqrt{\frac{2e}{\pi}} \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial U} \left\{ P_m U^2 \left(1 + \frac{kT}{e} \frac{\partial}{\partial U} \right) f_o(U) \right\} \\
 & + \sqrt{\frac{2e}{m}} \sum_i \left\{ P_i(U+U_i)(U+U_i) f_o(U+U_i) - P_i(U) U f_o(U) \right. \\
 & \quad \left. + P_{-i}(U-U_i)(U-U_i) f_o(U-U_i) - P_{-i}(U) U f_o(U) \right\} \\
 & - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} E \nabla_r \frac{\partial}{\partial U} \left\{ \frac{U}{P_{ges}} f_o(U) \right\} \\
 & + \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \operatorname{div}_r \left\{ \nabla_r \left\{ \frac{U}{P_{ges}} f_o(U) \right\} - E \frac{U}{P_{ges}} \frac{\partial f_o(U)}{\partial U} \right\} = 0
 \end{aligned}$$

Die fünf Summenglieder dieser Gleichung haben im Einzelnen folgende physikalische Bedeutung für die Bilanz des Phasenelementes $dU d\vec{r}$ /Pa69/:

Der erste Term beschreibt den Energiegewinn durch das Feld, der zweite enthält Energieverlust und Gewinn durch elastische Stöße mit dem Neutralgas, der dritte Term beinhaltet Energieverlust und Gewinn durch inelastische und superelastische Stöße, der vierte Term beschreibt den Einfluß des Feldes auf den Diffusionsstrom und der fünfte Term repräsentiert den Netto-Fluß im Ortsraum durch Diffusion und Drift.

Um den Einfluß der Gradiententerme zu diskutieren, kann man zunächst die mittlere freie Weglänge für die Elektronen mit

$$(2.8) \quad \lambda_e = 1/P_m(U)$$

abschätzen, und erhält in dem für dieses Experiment zutreffenden Druckbereich um 50 Pa für λ_e Werte um 1 mm.

Die charakteristischen Längen im FDR liegen mit Ausnahme des Gebietes in unmittelbarer Nähe des Säulenkopfes, auf den die folgende Näherung nicht anwendbar ist, im Bereich einiger cm. Damit kann man in erster Näherung davon ausgehen, daß die mittlere freie Weglänge klein gegen die Änderung der Plasma-parameter ist, die Elektronengeschwindigkeitsverteilung sich somit im lokalen Gleichgewicht befindet und als

$$(2.9) \quad f_0(\vec{r}, U) = n_e(\vec{r}) \cdot f(U)$$

geschrieben werden kann, wobei $f(U)$ folgender Normierung genügt:

$$(2.10) \quad \int_0^\infty U^{1/2} f(U) dU = 1$$

Damit läßt sich Gl. 2. 7 umschreiben zu :

$$(2.11) \quad \frac{n_e}{3} \cdot \frac{2e}{m} \frac{\partial}{\partial U} \left\{ E^2 \frac{U}{P_{ges}} \frac{\partial f(U)}{\partial U} + \frac{6m}{M} P_m U^2 \left(1 + \frac{kT}{e} \frac{\partial}{\partial U} \right) f(U) \right. \\ + 3 \sum_i \left[\int_{u_i}^{\infty} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} - \int_{u_i}^u P_{-i}(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} \right] \\ \left. - \frac{U}{P_{ges}} f(U) E \frac{1}{n_e} \nabla_r (n_e) \right\} \\ + \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \operatorname{div}_r \left\{ \nabla_r \left\{ \frac{U}{P_{ges}} f(U) n_e \right\} - E \frac{U}{P_{ges}} \frac{\partial f(U)}{\partial U} n_e \right\} = 0$$

Integration von Gl. 2. 11 über dU mit den Randbedingungen $f(U) \xrightarrow{U \rightarrow \infty} 0$ und $df(U) \xrightarrow{U \rightarrow \infty} 0$ ergibt aus dem zweiten Term die bekannte Kontinuitätsgleichung für den stationären Fall ohne Neuerzeugung und Verluste:

$$(2.12) \quad \operatorname{div}_r (D_e \cdot \nabla_r \{n_e\} + \vec{E} \cdot b_e \cdot n_e) = 0$$

mit

$$(2.13) \quad D_e = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^\infty \frac{U}{P_{ges}} f(U) dU$$

als Diffusionsterm und

$$(2.14) \quad b_e = -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U}{P_{ges}} \frac{\partial f(U)}{\partial U} dU$$

als Beweglichkeit.

Ein Versuch Gl. 2. 11 numerisch mit experimentellen Daten für Stoßwahrscheinlichkeiten zu lösen, ist uns nicht bekannt. Parker und Löwke /Pa69/ stellen fest (ohne Berücksichtigung inelast. Stöße), daß der Einfluß der Gradiententerme auf die Verteilungsfunktion in dieser Näherung vernachlässigbar ist, falls der Driftstrom den Diffusionsstrom überwiegt. Eine eingehende Fallstudie für verschiedene Annahmen über die Energieabhängigkeit von $P_m(U)$ findet sich bei Parker /Pa63/.

Eine Abschätzung für unser Experiment aus der lokalen Messung von n_e ergibt, daß die Diffusionsstromdichte im FDR für Drücke über 50 Pa weniger als 10% der Entladungsstromdichte beträgt. Da die Ionenstromdichte gegenüber der Elektronenstromdichte vernachlässigbar ist, muß also der Driftstrom den Diffusionsstrom wesentlich überwiegen.

Daher wird im folgenden der Einfluß der Gradiententerme vernachlässigt, und man erhält aus Gl. 2. 11 nach Integration über dU :

$$(2.15) \quad \left\{ E^2 \frac{M}{6m} \frac{U}{P_{ges}} + U^2 P_m \frac{kT}{e} \right\} \frac{\partial f(U)}{\partial U} + P_m U^2 f(U) + \frac{M}{2m} SI(U) = 0$$

mit

$$(2.16) \quad SI(U) = \sum_i \left[\int_{u_i}^{u_{i+1}} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} - \int_{u_{i-1}}^{u_i} P_{-i}(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} \right]$$

Für eine numerische Lösung von Gl. 2. 15 müssen nun noch die Stoßwahrscheinlichkeiten P_1 und P_{-1} weiter spezifiziert werden. Die gesamte zugeführte Leistung ist so gering, daß keine Aufheizung des Neutralgases eintritt. Eine Änderung der thermischen Besetzungsdichte, z.B. durch Strahlung, kann außer Betracht bleiben. Mit Ausnahme der Rotationsanregungen finden daher alle Stöße mit dem Neutralgas im Grundzustand statt.

Damit lassen sich die Stoßwahrscheinlichkeiten P durch die Stoßquerschnitte Q , die Besetzungsdichte β und die Neutralgasdichte N ausdrücken

$$(2.17a) \quad P_m = N Q_m$$

$$(2.17b) \quad P_1 = N \beta_1 Q_1$$

mit $\beta_1 = 1$ für alle Anregungen außer Rotationen.

Für die Rotationsanregungen muß die Besetzungsdichte bei Gastemperatur herangezogen werden. Diese beträgt bei 293 K in Wasserstoff /Gil72/ für den Grundzustand (β_0) und die ersten zwei angeregten Zustände (β_1 u. β_2):

$$\beta_0 = 13,5\%$$

$$\beta_1 = 67 \%$$

$$\beta_2 = 11,2\%$$

Die Stoßwahrscheinlichkeiten für rotationsabregende superelastische Stöße P_{-1} sind wegen dieser hohen Besetzungsdichten nicht zu vernachlässigen. Mit Hilfe der Klein-Rosselandbeziehung (verschwinden der Nettowirkung der inelastischen und superelastischen Stöße für $f_e = f_{\text{gas}} \sim \exp(eU/kT_g)$, d.h. $SI(U) \equiv 0$), können sie durch die Stoßwahrscheinlichkeiten P_1 ausgedrückt werden:

$$(2.18) \quad \int_{-\infty}^{\infty} P_{-1}(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} = \int_{-\infty}^{\infty} P_{-1}(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} = \int_{-\infty}^{\infty} P_{-1}(\tilde{U}-U_i) (\tilde{U}-U_i) f(\tilde{U}-U_i) d\tilde{U}$$

und damit folgt:

$$(2.19) \quad P_{-i}(U-U_i) (U-U_i) = \exp\left(\frac{-eU_i}{kT_g}\right) P_i(U) U$$

so daß sich Gl 2. 16 umschreiben läßt zu:

$$(2.20) \quad SI(U) = \sum_i \int_{U_i}^{U+U_i} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} \left\{ f(\tilde{U}) - \exp\left(-\frac{eU_i}{kT_g}\right) f(\tilde{U}-U_i) \right\} d\tilde{U}$$

2.2. Experimentelle Bestimmung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung

Nach Langmuir und Mott-Smith /La24/ berechnet sich der Elektronenstrom $I(U)$ zu einer Kugelsonde in stoßfreier Näherung in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeitsverteilung nach dem Betrag der Geschwindigkeiten $F(v)$ und der, auf das Plasmapotential bezogenen Sondenspannung U im Elektronenanlaufgebiet zu:

$$(2.21) \quad I(U) = \frac{1}{4} e n_e S \sqrt{\frac{2me}{\pi}} \int_0^{\infty} v F(v) \left(1 - \frac{2eU}{mv^2}\right) dv$$

Hieraus läßt sich nach Druyvesteyn /Dr30/ durch zweimalige Differentiation nach der Sondenspannung die auf U bezogene Geschwindigkeitsverteilung $f(U)$ freistellen.

$$(2.22) \quad f(U) = \frac{2}{e^2 n_e S} \sqrt{2me} \frac{\partial^2 I}{\partial U^2}$$

Es wird also zur Bestimmung von $f(U)$ die Kenntnis des Plasmapotentials ($U = 0$) und die zweite Ableitung des Sondenstromes benötigt.

Als Näherung für das Plasmapotential kann der Nulldurchgang der 2. Ableitung verwendet werden /Bo59, Her72, No73/.

2.2.1 Die Oberwellenmethode zur Gewinnung der 2. Ableitung

Da numerische Methoden ohne sehr hohe Relativgenauigkeit oder graphische Methoden zur zweifachen Differenzierung mit großen Fehlern behaftet sind, haben wir uns für die elektronische Differenzierung entschieden /Br63/ und wenden hier die Oberwellenmethode an.

Wird die Sondenspannung U von einem sinusförmigen Störsignal $U \sin t$ überlagert, so ergibt die Taylorentwicklung von $I(U + U \sin t)$ nach Umformung der Sinuspotenzen:

(2.23)

$$\begin{aligned} I(U + U \sin t) = & I(U) + (U \omega^2 \partial^2 I / \partial U^2 / 4 + U \omega^4 \partial^4 I / \partial U^4 / 64 + \dots) \\ & + \sin(\omega t) (U \omega \partial I / \partial U + U \omega^3 \partial^3 I / \partial U^3 / 8 + \dots) \\ & - \cos(2\omega t) (U \omega^2 \partial^2 I / \partial U^2 / 4 + U \omega^4 \partial^4 I / \partial U^4 / 48 + \dots) \\ & - \sin(3\omega t) (U \omega^3 \partial^3 I / \partial U^3 / 24 + \dots) \\ & + \dots \end{aligned}$$

Aus dem Sondenstrom muß also die Komponente I_2 mit der Frequenz 2ω ausgefiltert werden und durch die Größe von $U \omega$ muß der Fehler durch die vierte Ableitung vernachlässigbar klein gehalten werden.

2.2.2 Kompensation der Austrittsarbeitsänderung der Sondenoberfläche zur genauen Bestimmung der Sondenspannung

Die Sondenspannung U kann nicht absolut, sondern nur relativ zu markanten Punkten der Sondencharakteristik gewonnen werden, da ihr immer die Austrittsarbeit der Sondenoberfläche überlagert ist. Solche markanten Stellen der Sondencharakteristik sind der Nulldurchgang der zweiten Ableitung oder das Floatingpotential, bei dem die Sonde stromlos ist.

Als Störgröße tritt die Änderung der Austrittsarbeit in Abhängigkeit der Strombelastung und der Zeit hinzu /Be73, D'A74/.

Da diese Änderung jedoch mit Zeitkonstanten der Größenordnung 1 V/sec erfolgt, läßt sie sich entweder durch entsprechend kurze Aufnahmezeiten der Sondencharakteristik /Way59/ oder durch Pulsmethoden umgehen /Wu75a/. Kurze Aufnahmezeiten sind im vorliegenden Fall wegen der notwendigen Integrationszeit für die Meßsignale im μV -Bereich nicht möglich.

Die hier entwickelte Pulsmethode (technische Einzelheiten im nächsten Kapitel) nutzt aus, daß sich die Sondencharakteristik entsprechend der Diffusionszeitkonstanten im μsec -Bereich auf neue Potentialverhältnisse an der Sonde einstellt. So ist es möglich, die Sonde durch kurzzeitiges periodisches Abtrennen der Meßwiderstände stromlos zu machen, und dadurch die Einstellung des Floatingpotentials zu erreichen. Durch Speicherung der Sondenspannung, die sich während dieser kurzen periodischen Unterbrechung des Sondenstromes einstellt, und durch Bezug der Sondenspannung auf dieses "aktuelle Floatingpotential", läßt sich die Sondenspannung unabhängig von der Austrittsarbeitsänderung gewinnen.

2.2.3. Der Einfluß der sekundären Entladungsteile auf das Meßsignal.

Der Sondenstromkreis wird über die Anode geschlossen, daher hat auch das Plasma zwischen Meßsonde und Anode Einfluß auf das Meßsignal. Wie bereits in den Vorarbeiten /Be73, Be75/ gezeigt, läßt sich die Sonde als technische Stromquelle I_{20} mit dem Innenwiderstand R_S

$$R_S = dU / dI$$

darstellen, und die Anodenglimmhaut, in dem von Kolbek/Ko73/ definierten Zustand "Schicht quillt", als ein im Kilohertz-bereich frequenzunabhängiger Ohm'scher Widerstand R_p der Größenordnung Kiloohm auffassen. Man erhält so folgendes Prinzipschaltbild für den Oberwellenmeßkreis,

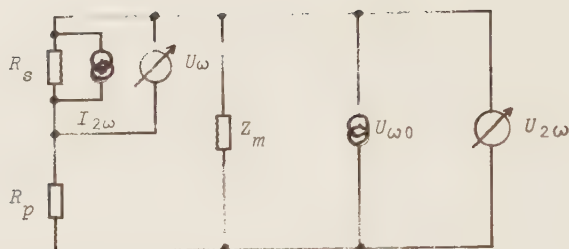


Abb. 1 Ersatzschaltbild des Oberwellenmeßkreises

so daß sich für die wirksame Sondenwechselspannung U_ω

$$(2.25) \quad U_\omega = U_{\omega 0} \cdot \frac{R_s}{R_s + R_p}$$

ergibt, und damit nach Gl. 2.23 der Oberwellenstrom $I_{2\omega}$

$$(2.26) \quad I_{2\omega} = \frac{-1}{4} U_{\omega 0}^2 \left[\frac{R_s}{R_s + R_p} \right]^2 \cdot \frac{\partial^2 I}{\partial U^2} \cdot \cos 2\omega t,$$

woraus man die meßbare Oberwellenspannung $U_{2\omega}$ (für $Z_m \ll R_s + R_p$)

$$(2.27) \quad U_{2\omega} = -0.25 U_{\omega 0}^2 \left[\frac{R_s}{R_s + R_p} \right]^2 \cdot \frac{\partial^2 I}{\partial U^2} \cdot \cos 2\omega t \cdot \frac{R_s}{R_s + R_p} \cdot Z_m$$

erhält.

Zur Bestimmung des Faktors $R_s/(R_s + R_p)$ kann das Verhältnis von $U_\omega/U_{\omega 0}$ ausgenutzt werden.

Diese Schwierigkeit entfällt in einer längsbehinderten Entladung (Anodenstellung im Glimmlicht), da dort $R_p \ll R_s$ und somit $R_s/(R_s + R_p) \approx 1$ gilt, wird aber bei Messungen im FDR wesentlich, da dort auch $R_p \geq R_s$ auftreten kann.

3. Aufbau der Apparatur

3.1. Der Entladungsraum

Die Messungen wurden an einer von Wunderer aufgebauten, mit Mitteln der DFG geförderten, rechnergesteuerten Gasentladungsapparatur durchgeführt. Diese Apparatur ist bereits ausführlich bei /Zi74/ und /Wu75b/ beschrieben, deshalb soll hier nur eine kurze Zusammenfassung der für diese Arbeit wichtigen Details wiedergegeben werden.

Die Entladung brennt in einem Glasrohr von 60 mm Durchmesser zwischen einer Aluminiumkathode und einer V2A-Anode. Das Glasrohr befindet sich im Innern eines bis auf 600 K ausheizbaren Edelstahlgefäßes. Die Elektroden sind über Federbälge bis zu 300 mm verschiebbar. Durch zwei gegenüberliegende kleine Löcher in der Mitte des Glasrohrs sind zwei radial verschiebbare Kugelsonden (Pt, ϕ 1mm) in den Entladungsraum eingeführt.

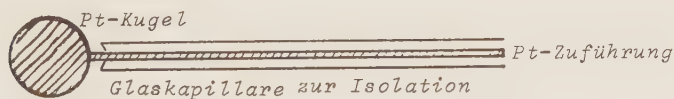


Abb.2 Schematischer Aufbau einer Meßsonde M 15:1

Über eine Effusionsblende ist ein differentiell gepumptes Quadrupol-Massenspektrometer zur Ionen- und Neutralgasanalyse angeschlossen. Der Restgasdruck im Entladungsraum konnte bei 10^{-5} Pa gehalten werden.

Der Einlaß von hochreinem (N57) Wasserstoff erfolgt über ein Servoventil. Durch zusätzlichen elektronischen Aufwand im Druckregelkreis haben wir dafür gesorgt, daß Druckfluktuationen nicht über 0.2% hinausgehen.

3.2. Elektronischer Aufbau

Die Meßelektronik, die den Sondenstromkreis über die Anode schließt, hat zwei Aufgaben zu erfüllen:

- a) Die Bereitstellung einer möglichst genau bekannten und von Störungen unbeeinflussten Sondenspannung.
- b) Die Überlagerung dieser Gleichspannung mit einer oberwellenfreien Wechselspannung bekannter Amplitude, sowie den Nachweis der an der Strecke Sonde-Plasma entstandenen Oberwelle und des durch die Spannungsaufteilung notwendigen Korrekturfaktors.

Die in /Be75/ beschriebene Apparatur wurde durch eine Schaltung zur Kompensation der Austrittsarbeitsänderung ergänzt, durch Einsatz neuer Bauelemente weiter verbessert und unter Verwendung eines Datenerfassungsgerätes* neu aufgebaut.

Dieses enthält einen Zeitkanal, vier Analogkanäle mit je einem $3\frac{1}{2}$ -stelligen Auto-Range-Digitalvoltmeter und drei Digitalkanäle. Zum Triggerzeitpunkt wird die Information aller acht Kanäle simultan erfasst, gespeichert und anschließend sequentiell auf Lochstreifen ausgestanzt.

Über ein Keyboard läßt sich jeder Meßreihe ein Vorspann vorausschicken, der die notwendige Information über die folgende Messung enthält, so daß eine vollautomatische Rechnerverarbeitung ermöglicht wird.

* Dieses Datenerfassungsgerät wurde in der Elektronikwerkstatt der Sektion Physik von Herrn Wieser entsprechend unseren Anforderungen aufgebaut, wofür ich mich an dieser Stelle recht herzlich bedanken möchte.

In den folgenden Unterkapiteln wird die verwendete Meßelektronik kurz beschrieben, wobei nur die prinzipielle Wirkungsweise und die zur Verbesserung notwendigen Punkte hervorgehoben werden. Ein Gesamtschaltbild mit weiteren technischen Details findet sich im Anhang.

So wurde durch höhere Frequenzkonstanz eine exaktere Abstimmung der Notchfilter möglich. Dadurch gelang es, den Oberwellenanteil des überlagerten Störsinus bis auf ein ppm herabzudrücken. Hinzu kam eine bessere Störstrahlungsunterdrückung durch räumliche Abtrennung der Filter in einem Meßkopf unmittelbar an der Sonde, so daß die Nachweisesempfindlichkeit für die zweite Ableitung des Sondenstromes um mehr als zwei Zehnerpotenzen gesenkt werden konnte.

3.2.1. Die Sondengleichspannung

Zur Erzielung einer hohen Genauigkeit ist es notwendig, die stromabhängige Drift der Austrittsarbeit der Meßsonde zu erfassen und zu kompensieren.

Die Schaltung zur Bereitstellung der Sondengleichspannung ist daher nach folgendem Blockschaltbild aufgebaut:

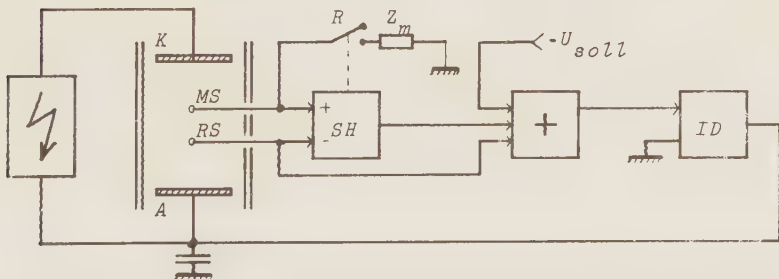


Abb. 3 Prinzipschaltbild des Sondengleichspannungskreises mit Bezug auf das Floatingpotential der Meßsonde als Spannungsfixpunkt der Sondencharakteristik

Die Meßsonde wird periodisch für die Dauer einer Millisekunde über einen Reedkontakt R vom Abschlußwiderstand Z_m abgetrennt. In diesem Zeitraum wird die Differenz der Floatingpotentiale von Meßsonde MS und Referenzsonde RS von einer Sample-and-Hold Schaltung SH erfasst und gespeichert. Zum Speicherinhalt wird das Potential der Referenzsonde hinzu addiert, so daß unmittelbar als Bezugspunkt für die Sondenspannung das aktuelle Floatingpotential der Meßsonde verwendet wird. Mit der Referenzsonde können eventuell auftretende Störungen des Plasmapotentials während der 'Hold'-periode erfasst und ausgeregelt werden.

Diese Ausregelung und die Einstellung eines Sollwertes besorgt ein nachgeschalteter ID-Regler, der die gesamte Entladung so verschiebt, daß das Potential der Meßsonde abgesehen von dem geringen Spannungsabfall am Abschlußwiderstand Z_m immer auf Erdpotential verbleibt. Dadurch können störende Umladeströme in der Oberwellennachweiseinrichtung, die einen Teil von Z_m bildet, vermieden werden.

Mit dieser Schaltung aufgenommene Strom-Spannungscharakteristiken sind nahezu unabhängig von der Vorbehandlung der Sonde und von der Registrierzeit. Sie eröffnet so die Möglichkeit auch bei längeren Meßzeiten verläßlich die Sondenspannung vorzugeben.

3.2.2. Die Sondenwechselspannung

Alle frequenzbestimmenden Kreise wurden aus gleichartigen driftarmen Bauelementen aufgebaut (Metallfilmwiderstände und Kondensatoren mit Polycarbonatdielektrikum). Daher haben Temperaturschwankungen zwar geringfügigen Einfluß auf die verwendete Frequenz, da jedoch alle Filterabstimmungen gleichsinnig mitlaufen, haben sie keinen Einfluß auf deren Abgleich.

Die Signalein- und Auskopplung ist folgendermaßen aufgebaut:

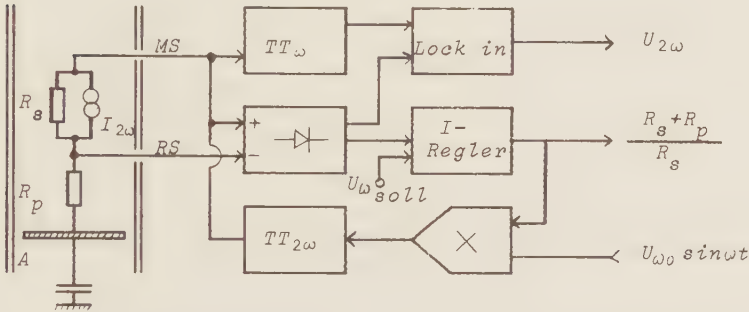


Abb.4 Prinzipschaltbild des Sondenwechselspannungskreises mit Grundwellenregelung und Oberwellennachweis

Der Abschlußwiderstand wird von zwei asymmetrischen TT-Notchfiltern /Wa76/ gebildet, die die oberwellenfreie Einkopplung der Grundwelle (vier Filter mit verschiedenem Innenwiderstand) und die grundwellenfreie Auskopplung der Oberwelle ermöglichen. Die Transmission beträgt jeweils etwa 40%, das Unterdrückungsverhältnis bei der Sperrfrequenz ist größer als 70 dB.

Zum Nachweis der Oberwelle wurde ein nach dem Heterodynprinzip arbeitender Lock-in-Verstärker (Fa.Ithaco, Mod.391A) ausgewählt. Hierdurch werden Abstrahlungsprobleme, die auftreten können, wenn Filterung und Gleichrichtung auf der Meßfrequenz vorgenommen werden, vollständig ausgeschlossen.

Das Referenzsignal wird zur Vermeidung von Phasenfehlern im Einkoppelkreis aus der Differenz zwischen Meß- und Referenzsondenspannung gewonnen.

Nach Filterung und Gleichrichtung wird diese Differenz mit einem Sollwert verglichen und über einen Analogmultiplizierer von einem I-Regler konstant gehalten. Der Regelfaktor ist umgekehrt proportional zur Spannungsaufteilung an R_s und R_p und wird zur späteren Korrektur vom Datenerfassungsgerät registriert.

3.2.3. Technische Daten

Sondengleichspannung: 256 Stufen, Höhe jeweils bis zu 100 mV
Taktzeit 0.2 bis 10 Sekunden
zusätzliche Addition einer Startspannung bis 25 V
aktueller Bezug auf das Floatingpotential der Meß-
sonde, Reproduzierbarkeit ca. 2 mV

Sondenwechselspannung: 5 Stufen von $3.16 \text{ mV}_{\text{eff}}$ bis $316 \text{ mV}_{\text{eff}}$
Genauigkeit 0.3 %
Frequenz 3.98 KHz
Oberwellenanteil bei Ohm'schem Meßobjekt max - 114 dB
(mit Anteil der Nachweiseinrichtung)

Abschlußwiderstände: (Beträge bei der Frequenz 7.96 KHz)
9.28 Ohm
96.1 Ohm
822 Ohm
8400 Ohm

Empfindlichkeitsbereich: 10^{-1} bis 10^{-8} AV^{-2}

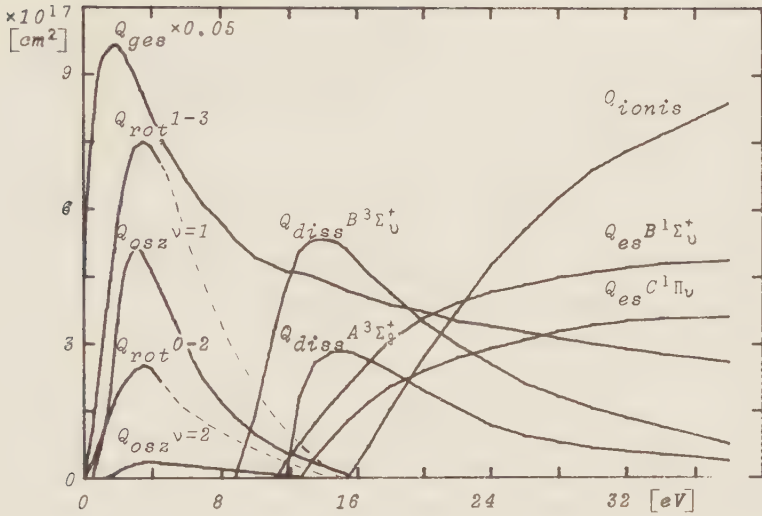


Abb.5 Elektronenstoßquerschnitte in Wasserstoff als Funktion der Elektronenenergie

Die in Kap.2.1 abgeleitete spezialisierte Boltzmann-Gleichung läßt sich mit einem von Atajev, Rutscher und Winkler /At72/ angegebenen Verfahren wie folgt auswerten:

Nach Umschreibung von Gl.2.15 in

$$(4.1) \quad \frac{\partial f(U)}{\partial U} = \frac{P_m U^2 f(U) + \frac{M}{2m} \sum_i \int_{U_i}^{U+U_i} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U}}{E^2 \frac{M}{6m} \frac{U}{P_{ges}} + U^2 \frac{P_m}{kT_g/e}}$$

läßt sich Gl. 4.1 mit Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens /Jo76/ lösen, falls man mit einem so großen Startwert U_{∞} für U beginnt, daß der Integralterm in Gl.4.1. in genügender Näherung durch

$$(4.2) \quad \int_{U_i}^{U_{\infty}} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} = \int_{U_{\infty}}^{U+U_i} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} \quad \text{für } 0 < U < U_{\infty} - U_i$$

und

$$(4.3) \quad \int_{U_i}^{U_{\infty}} P_i(\tilde{U}) \tilde{U} f(\tilde{U}) d\tilde{U} \quad \text{für } U_{\infty} - U_i < U < U_{\infty}$$

dargestellt werden kann. Der Startwert für $f(U_\infty)$ ist beliebig, da die erhaltene Lösungsfunktion $\tilde{f}(U)$ wegen der Linearität in $f(U)$ durch

$$(4.4) \quad f(U) = \frac{\tilde{f}(U)}{\int_{U_{\infty}}^{\infty} \tilde{U}^{1/2} \tilde{f}(\tilde{U}) d\tilde{U}}$$

mit hinreichender Genauigkeit nachnormiert werden kann.

U_∞ wurde durch fortgesetzte Erhöhung gefunden, wobei als Kriterium die Konvergenz der mittleren Energie eU_{em}

$$(4.5) \quad eU_{em} = e \int_0^{\infty} U^{3/2} f(U) dU$$

auf einen im Rahmen der Rechengenauigkeit festen Wert diene. Im allgemeinen war es ausreichend U_∞ so zu wählen, daß sich $f(U)$ über wenigstens zehn Zehnerpotenzen erstreckte.

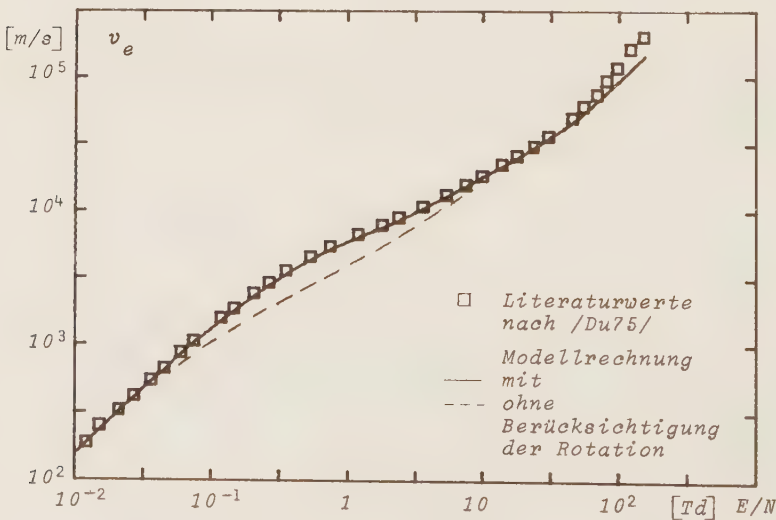


Abb. 6 Elektronendriftgeschwindigkeit als Funktion der red. Feldstärke.

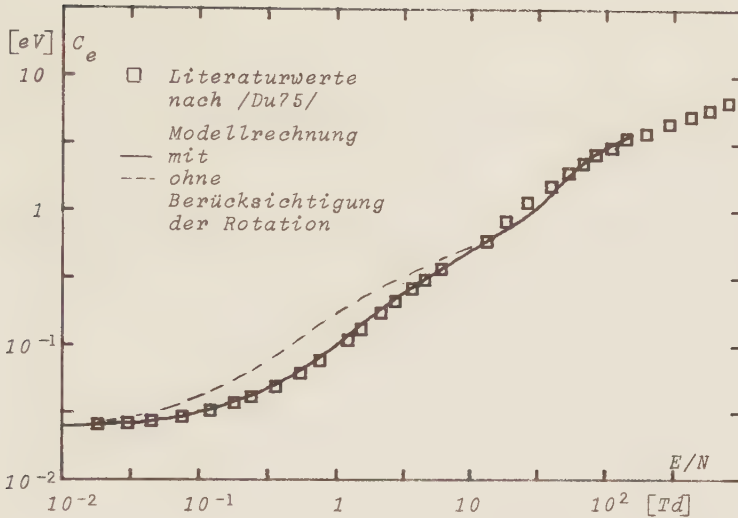


Abb.7 Charakteristische Energie der Elektronen als Funktion der red. Feldstärke

Abb.6 und Abb.7 stellen die mit diesem Verfahren und dem angegebenen Querschnittssatz berechneten Werte der Driftgeschwindigkeit $b_e E$ (nach Gl.2.14) und der charakteristischen Energie $e \cdot D_e / b_e$ (nach Gl.2.13) als gestrichelten Kurvenzug dar. Zum Vergleich sind von Dutton /Du75/ zusammengestellte Literaturmeßdaten aus Driftröhrenexperimenten eingezeichnet.

Zwischen 3 und 100 Td ergibt sich, wie nach der Analyse /Mi76/ erwartet, befriedigende Übereinstimmung. Ebenso führt die Berücksichtigung der Gastemperatur bei Werten unterhalb 0.1 Td zu guter Übereinstimmung mit diesen Meßwerten.

Die z.T. erhebliche Abweichung im Zwischenbereich ist auf die Vernachlässigung der Rotationsanregungen zurückzuführen.

Eine einfache Erweiterung des Querschnittssatzes mit inelastischen Rotationsanregungen führt teilweise zu physikalisch wenig sinnvollen charakteristischen Elektronenenergien

unterhalb der Neutralgasenergie. Das Gleichungssystem muß also auch um den Energiegewinn durch superelastische Stöße bei Rotationsanregungen erweitert werden.

Dazu wurden Messungen von Crompton /Cr69 / und Gibson/Gi70/ verwendet. Die Fehlergrenzen dieser Daten sind unterhalb 0.3 eV mit 5%, bei 0.4 eV mit 10% und bei 0.5 eV mit 30% angegeben. Die weitergehende graphische Darstellung dieser Querschnittsätze /Hux74/ bis 4 eV läßt ein Maximum bei etwa 3 eV erkennen. Da der weitere Verlauf nur noch geringen Einfluß auf die Bestimmung der Transportparameter hat /Fro62/, haben wir mangels weiterer Literaturangaben diese Querschnittsätze entsprechend dem Verlauf der Vibrationsquerschnitte extrapoliert (s. Abb 5).

Das mit Berücksichtigung superelastischer Stöße entstehende Gleichungssystem (nach Gl.2.15 und Gl.2.16)

$$(4.6) \quad \frac{\partial f(U)}{\partial U} = \frac{P_m U^2 f(U) + \frac{M}{2m} \sum_i^{v_i} \left(P_i(\tilde{U}) \tilde{U} \left\{ f(\tilde{U}) - \exp\left(\frac{-eU}{kT}\right) f(\tilde{U}-U_i) \right\} \right) d\tilde{U}}{E^2 \frac{M}{6m} \frac{U}{P_{ges}} + U^2 \frac{P_m}{kT_g/e}}$$

läßt sich wegen des Faktors $f(U-U)$ mit Hilfe eines Runge-Kutta Verfahrens nur iterativ lösen.

Dazu wurden die nach Gl.4.1. gewonnenen Lösungen als Startverteilungen eingesetzt und hieraus der Funktionswert $f(\tilde{U}-U_1)$ entnommen. Da die Funktionsverläufe jedoch wegen ihres nahezu exponentiellen Anstiegs schon bei geringem Unterschied rasch voneinander abweichen, war eine Nachnormierung der Startverteilung auf Übereinstimmung am jeweils letzten Rechenstützpunkt notwendig. Nach etwa 20 Iterationen, wobei der jeweils zuletzt gewonnene Funktionsverlauf als Startverteilung diente, konnte ein stabiler Verlauf der Verteilungsfunktion erzielt werden. Als Abbruchkriterium diente eine maximale

Abweichung von 1 Promille zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationen. Die Rechenzeit für diesen Vorgang betrug auf einer PDP11 mit FORTRAN IV ca 5 bis 8 Minuten je Parameterwert. Es wurden 300 Stützpunkte für einen Funktionsverlauf eingesetzt und das Gleichungssystem mit 20 E/N-Werten je Zehnerpotenz als Parameter gelöst.

Die durchgezogenen Kurven in Abb.6 und Abb.7 geben die gewonnenen Ergebnisse wieder. Die Übereinstimmung mit den Literaturmeßdaten ist von 0.01 bis 100 Td zufriedenstellend.

Die für die spätere Auswertung und für den Vergleich mit den experimentell gewonnenen Verteilungsfunktionen wichtigen Parameterabhängigkeiten des Diffusionskoeffizienten $D_e(E/N)$ und der mittleren Energie $eU_{em}(E/N)$ sind in Abb.8 und Abb.9 dargestellt.

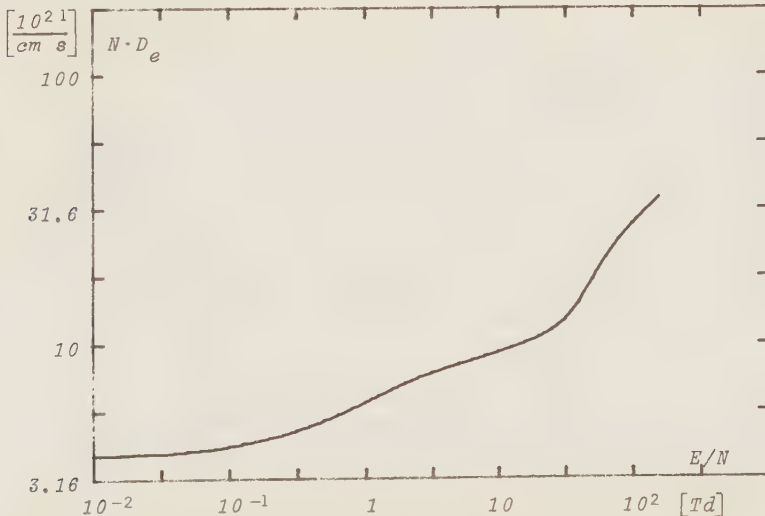


Abb.8 Red. Elektronendiffusionskoeffizient als Funktion der red. Feldstärke

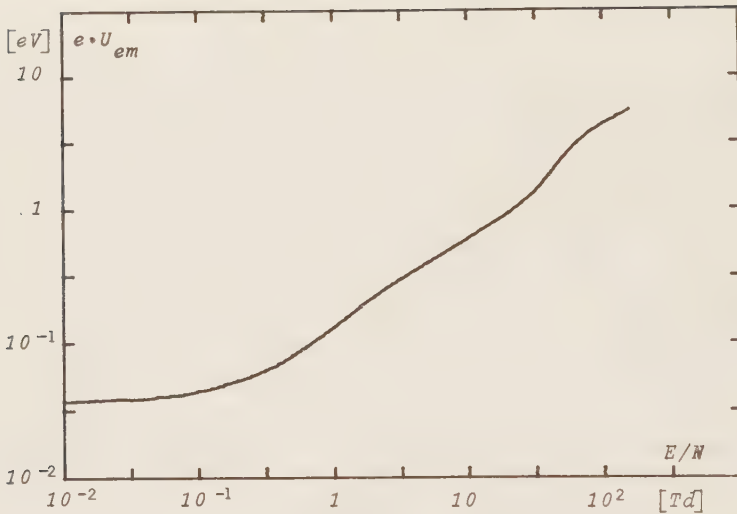


Abb.9 Mittlere Energie der Elektronen als Funktion der red. Feldstärke

4.2. Direkter Vergleich zwischen theoretischer und experimenteller Elektronengeschwindigkeitsverteilung.

Es wurden ca 350 Geschwindigkeitsverteilungen im Bereich des FDR und des negativen Glimmlichts aufgenommen. Um die statistische Streuung der Meßpunkte gering zu halten, wurde während einer Messung sowohl der Abschlußwiderstand, als auch bei geringer werdender Steigung der Verteilungsfunktion die Sondenwechselspannung vergrößert.

Im Bereich unter 10^{-7} A/V² wurde die Taktzeit zwischen zwei Meßpunkten bis zu 8 sec ausgedehnt, und die Integrationszeitkonstante entsprechend auf 1.25 sec bei 12 dB/Okt. Steilheit heraufgesetzt. Die Aequivalentbandbreite betrug dann 0.05 Hz, die Signalhöhe zwischen 1 und 10 μ V. Die Spannungsstufe zwischen zwei Meßpunkten wurde so gewählt, daß wenigstens

zehn Meßpunkte pro Dekade anfielen.

Zum direkten Vergleich wurde ein Programm entwickelt, das die experimentelle Verteilung auf einem Bildschirm halblogarithmisch darstellt. Zusätzlich lassen sich passend normierte theoretische Verteilungsfunktionen hinzufügen. Ein Beispiel dazu gibt Abb.10 wieder.

Übereinstimmung besteht innerhalb des statistischen Meßfehlers über etwa zwei Zehnerpotenzen. Bei kleinen Energien weichen die experimentellen Verteilungen systematisch nach unten, bei großen Energien nach oben ab.

Dennoch läßt sich mit diesem graphischen Verfahren die reduzierte Feldstärke E/N , die als Parameter in den theoretischen Verteilungen enthalten ist, eindeutig zuordnen.

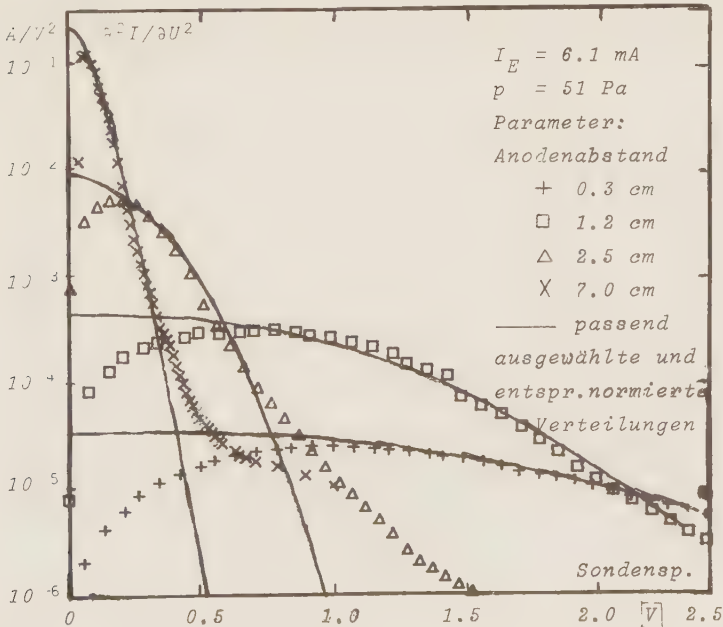


Abb.10 Beispiele zum direkten Vergleich der Verteilungsfunkt.

Hierzu wird aus der Parameterschar der Lösungen diejenige Lösung ausgewählt, die mit der experimentellen Verteilungsfunktionen bei Energien oberhalb des experimentellen Maximums in halblogarithmischer Darstellung weitgehend parallel verläuft. Über die zur Deckung beider Kurven notwendige Normierung läßt sich dann auch die Ladungsträgerdichte ermitteln. Die so gewonnenen Ergebnisse stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den im nächsten Kapitel auf numerischem Wege erhaltenen überein.

Ursachen für die systematischen Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Funktionsverläufen:

a) Abweichung bei kleinen Energien:

Die Langmuir'sche Theorie des Stromes zu einer kleinen Sonde gilt streng nur für ein unbegrenzt ausgedehntes stoßfreies Plasma. Bei der Anwendung auf ein reales Plasma treten daher im Bereich kleiner Sondenspannungen durch Ladungsträgerentzug systematische Störungen auf.

Novgorodov und Sobolev /No73/ zeigen, daß eine Korrektur für die Meßkurven durch Anwendung eines iterativen Verfahrens möglich ist, welches die Elektronendichte, die mittlere freie Weglänge und die Sondengeometrie enthält.

Waymouth /Way64/ behandelt die Störung eines Plasmas durch die Anwesenheit einer Sonde und findet, daß die Form der Abweichung in der Umgebung des Plasmapotentials wesentlich durch das Verhältnis von Elektronen- zu Iontemperatur mitbestimmt wird.

Beide Arbeiten setzen jedoch eine Maxwellverteilung der Elektronen voraus, so daß die Anwendung im vorliegenden Fall nur eine grobe Näherung darstellt.

b) Abweichung bei hohen Energien:

Hier können zur Erklärung zwei Effekte herangezogen werden:

i) Neben Elektronen gelangen auch Ionen zur Sonde. Nach numerischen Rechnungen von Laframboise /Laf66/, die auf der stoßfreien Ionenstromtheorie von Allen et al. /Al57/ basieren, hat Richards /Ri75/ die zweite Ableitung des Ionenstromes berechnet. Diese Analyse beruht auf der Annahme einer Maxwellverteilung der Elektronen und einem Temperaturverhältnis $T_i/T_e = 0$. Die dort dargestellten Ergebnisse stimmen im prinzipiellen Verlauf mit unseren Messungen überein, die absolute Höhe der Ionenstromableitungen weicht jedoch teilweise bis zu einem Faktor 3 von unseren Meßwerten ab.

Ähnliche Schwierigkeiten traten auch bei Dichtemessungen nach der Theorie von Laframboise bei Zite-Ferency /Zi74/ auf, der zur Übereinstimmung von Dichtewerten aus Elektronen- und Ionenstrom höhere Ionenmassen annehmen muß. Eine ausführliche Diskussion dieses Problems findet sich bei Wunderer /Wu75b/.

Dovzhencko, Ershov und Solntzev /Do77/ entwickeln ein iteratives Verfahren zur Korrektur des Ionenstromanteils in der zweiten Ableitung. Da dieses jedoch ebenfalls die Ergebnisse von Richards zur Voraussetzung hat, erscheint die Anwendung wegen der oben angeführten Diskrepanzen fraglich.

ii) Franck, Held und Pfeil /Fr72/ lösen die Boltzmanngleichung mit Neuerzeugung, für konstanten elastischen Stoßquerschnitt und unter Vernachlässigung inelastischer Stöße mit Hilfe einer Potenzreihenentwicklung. In Abhängigkeit eines Parameters, der dem Verhältnis von Verlustfrequenz zu elastischer Stoßfrequenz proportional ist, erhalten diese Autoren Verteilungsfunktionen, die bei höheren Energien denselben prinzipiellen

Verlauf wie die vorliegenden Meßkurven zeigen. Ein quantitativer Vergleich ist jedoch wegen der zur analytischen Lösung eingeführten Näherungen nicht möglich.

4.3. Bestimmung der Transportparameter aus den experimentellen Verteilungsfunktionen.

Die gemessenen zweiten Ableitungen lassen sich mit verschiedenen Verfahren auswerten. Wegen des unterschiedlichen Gewichtes der Meßfehler in diesen Verfahren, muß vor der Diskussion der Meßergebnisse eine vergleichende Betrachtung der Auswertverfahren und deren Zuverlässigkeit stehen.

Zunächst ist eine Korrektur der Meßergebnisse im niederenergetischen Bereich zwischen dem experimentellen Maximum (s. Abb.10) und dem Plasmapotential notwendig, da hier die Meßwerte durch den in Kap.4.2.a beschriebenen Effekt verfälscht sind. Als minimale Korrektur kommt hier ein Ersatz der Meßwerte in diesem Bereich durch den Wert des Maximums in Betracht. Eine bessere Näherung der Verteilungsfunktion liegt jedoch unter der Annahme eines monoton zum Plasmapotential hin steigenden Funktionsverlaufs über dem des Maximums. Wir haben daher als Wert der Verteilungsfunktion am Plasmapotential das $1 \frac{1}{2}$ -fache des Maximums eingesetzt und die experimentellen Werte vor der weiteren Auswertung entsprechend extrapoliert. Der Faktor 1.5 ergab sich als Mittelwert bei der Forderung nach glattem, monoton steigendem Verlauf der Verteilungsfunktion in diesem Bereich.

Eine Korrektur im Bereich höherer Elektronenenergien wurde bei der Berechnung der Transportparameter nicht vorgenommen. Einerseits kann mit dem vorliegenden Meßmaterial keine Entscheidung darüber getroffen werden, ob ein systematischer Meßfehler durch den Ionenstrom /R175/, eine Vernachlässigung der Verlustfrequenz /Fr72/ oder eine Mischung beider Effekte vorliegt. Andererseits

würden sich die folgenden Meßergebnisse durch eine solche Korrektur nur geringfügig ändern.

Alle im Folgenden beschriebenen Verfahren beziehen sich auf die normierte Elektronengeschwindigkeitsverteilung $i''(U)$

$$(4.7) \quad i''(U) = I''(U) / N_0$$

mit der Normierungskonstanten N_0 (nach Gl.2.10)

$$(4.8) \quad N_0 = \int U^{1/2} I''(U) dU$$

Da $I''(U)$ näherungsweise exponentiell abfällt, und alle Messungen, mit Ausnahme derjenigen unmittelbar vor der Anode, sich über wenigstens drei Zehnerpotenzen von I'' erstrecken, bleibt der Fehler durch den endlichen Abbruch der Integration unter einem Prozent.

A) Ladungsträgerdichte n_e

Nach Gl.2.22 läßt sich die Elektronendichte aus dem Normierungskoeffizienten der absolut bestimmten zweiten Ableitung berechnen.

$$(4.9) \quad n_e = 2 N_0 \cdot \sqrt{2m/e} / (e \cdot S) \quad (\text{Dichte aus Integration})$$

Eine zweite Möglichkeit zur Dichtebestimmung ergibt sich aus dem Strom am Plasmapotential, und zwar vereinfacht sich dort Gl. 2.21 zu

$$(4.10) \quad I(0) = e n_e S \bar{v} / 4 \quad (\text{Dichte aus Strom am Plasmapot.})$$

wobei sich die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ aus

$$(4.11) \quad \bar{v} = \sqrt{2m/e} \int U i''(U) dU$$

ergibt.

Einen Vergleich beider Auswertmethoden zeigt Abb.11.

Die durch Integration gewonnenen Meßwerte liegen im Mittel um ca. 12% über denjenigen, die aus dem Strom am Plasmapotential gewonnen wurden. Dies ist auf die Korrektur der

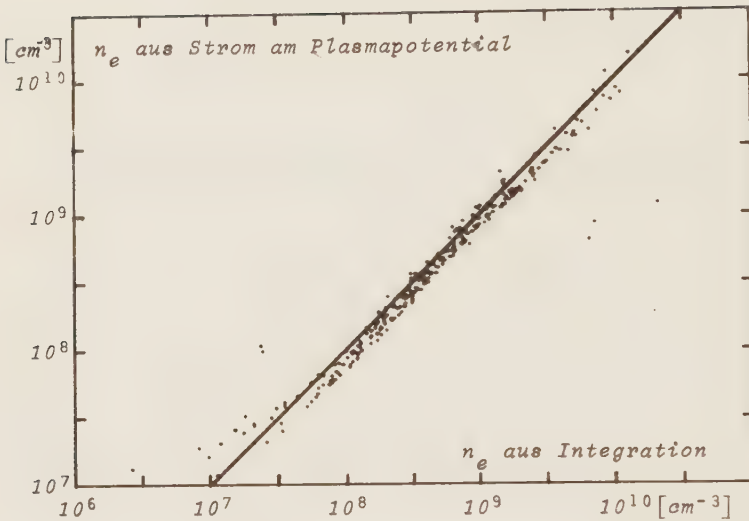


Abb.11 Vergleich der Auswertmethoden für die Elektronendichte

Verteilungsfunktionen im niederenergetischen Bereich zurückzuführen, welche die Verarmung des Plasmas an Ladungsträgern kompensiert. Durch eine entsprechende Korrektur des Stromes am Plasmapotential /Way64/ kann im Rahmen der Meßgenauigkeit befriedigende Übereinstimmung beider Auswertmethoden erzielt werden.

B) Mittlere Energie U_{em}

Die mittlere Energie ergibt sich aus der mit U multiplizierten Energieverteilung $e U^4 f(U) dU$

$$(4.12) \quad e U_{em} = e \cdot \int_0^{\infty} U^3 i''(U) dU$$

C) Reduzierter Diffusionskoeffizient

Den Elektronendiffusionskoeffizienten erhält man nach Gl.2.13 aus

$$(4.13) \quad N D_e = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{e}{m}} \int_0^{\infty} \frac{U}{Q_{ges}} i''(U) dU$$

D) Reduzierte Beweglichkeit

Analog dazu läßt sich die Beweglichkeit nach Gl.2.14 aus dem Integral

$$(4.14) \quad N b_e = \frac{-1}{3} \sqrt{2e/m} \int_0^{\infty} \frac{U}{Q_{ges}} \frac{\partial i''(U)}{\partial U} dU$$

berechnen. Da hier allerdings die Ableitung von $i''(U)$ benötigt wird, ist die Anwendung dieser Gleichung wegen der statistischen Streuung der $i''(U)$ -Werte problematisch.

E) Reduzierte elektrische Feldstärke

Im Inneren des Faraday'schen Dunkelraumes ist die Bestimmung der red. Feldstärke E/N durch Vergleich der von diesem Parameter abhängigen Lösungen aus der für den FDR spezialisierten Boltzmanngleichung möglich.

Hierzu kann der in Kap.4.2 beschriebene graphische Vergleich dienen, der allerdings nur die Zuordnung zu einem Parameterwert erlaubt, für den das Gleichungssystem gelöst ist.

Über einen Vergleich der Transportparameter ist die Bestimmung der red. Feldstärke auch auf numerischem Wege möglich. Hierzu wurden die nach Gl.4.12 und 4.13 aus den experimentellen Verteilungen erhaltenen Werte der mittleren Energie und des red. Diffusionskoeffizienten mit den entsprechenden, aus der Lösung der Boltzmanngleichung gewonnenen Werten verglichen. Durch Interpolation zwischen den Parameterwerten der Rechnung läßt sich dann jeder Messung die red. Feldstärke zuordnen.

Gl.4.12 und 4.13 enthalten verschiedene Integrale über die Verteilungsfunktion. Daher ist die Übereinstimmung der E/N -Werte aus beiden Transportparametern auch ein Maß für

die Güte der Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Verteilungsfunktionen. Abb.12 zeigt in einem Vergleich der nach beiden Methoden aus den experimentellen Verteilungen erhaltenen Feldstärken, daß dies sehr gut erfüllt ist.

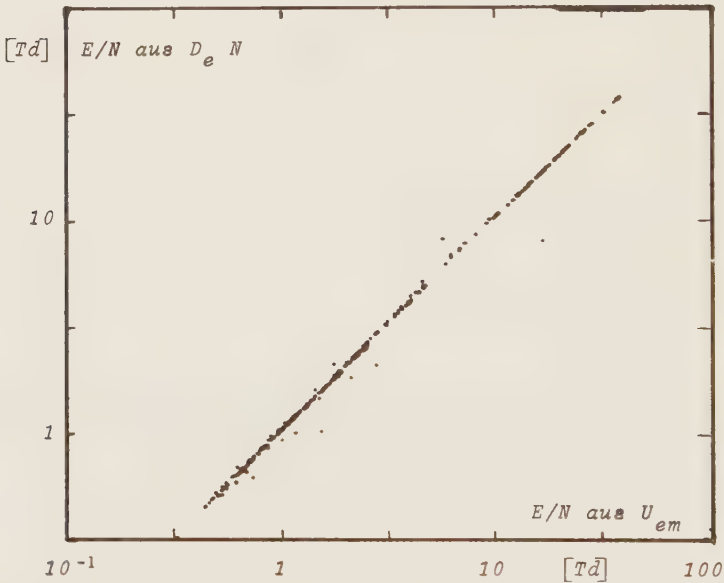


Abb.12 Vergleich der Auswertmethoden für die red. Feldstärke

5. Ergebnisse und Diskussion

Die in der Einleitung benutzte Definition des FDR als Übergangsgebiet zwischen dem durch schnelle Fallraumelektronen fremdionisierten negativen Glimmlicht und der selbstionisierten positiven Säule ist für eine nähere Beschreibung dieses Gebietes zu global und bedarf einer Präzisierung.

5.1. Definition und Abgrenzung des Faraday'schen Dunkelraumes

Die Ladungsträgerdichteverteilung im negativen Glimmlicht wird im Wesentlichen durch die Neuerzeugung bestimmt /Wu70/. In der Nähe des Dichtemaximums (s. Abb. 13) übersteigt der Elektronendiffusionsstrom den Entladungsstrom, so daß ein dem äußeren entgegengesetzt gerichtetes Feld auftritt, das diesen Überschuß kompensiert. Mit abnehmender Neuerzeugung in Richtung Anode nimmt der Diffusionsstrom ab, die Feldstärke kehrt um und ist nun dem äußeren Feld gleichgerichtet.

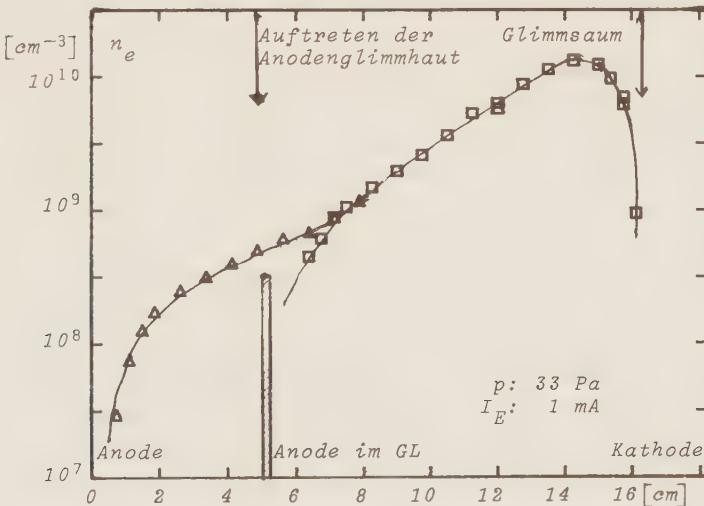


Abb. 13 Ladungsträgerdichte im negativen Glimmlicht und im Faraday'schen Dunkelraum

Elektronen und Ionen diffundieren weiterhin in Anodenrichtung. Durch den Einfluß des Feldes bewegen sich jedoch nun auch Ionen zur Kathode. Man kann daher leicht abschätzen, daß bei Entfernung der Anode aus dem Glimmlicht ein 'kritischer' Elektrodenabstand erreicht wird, bei dem der Nettoionenstrom verschwindet/Dr37, Hu69/.

Wird die Anode über diesen kritischen Abstand hinaus entfernt, so entsteht wegen des Fehlens von Ionen ein starkes Feld, das schließlich die Elektronen soweit beschleunigt, daß sie zur Ionisierung fähig sind. Die Anodenglimmhaut bildet sich aus. Der Spannungsbedarf der Entladung (bei konstantem Strom und Druck) steigt dabei etwa um das Voltäquivalent der Ionisierungsenergie an /Ko73/.

Wird der Elektrodenabstand nach Ausbildung der Anodenglimmhaut weiter vergrößert, so bleibt diese in Bezug auf die Anode ortsfest, bis sie sich schließlich in einem instabilen Übergang mit geringer Hysteresis ablöst und den Säulenkopf bildet.

Vom optischen Erscheinungsbild her kann der FDR durch das Fehlen von Linienstrahlung definiert werden. Dies weist auf verschwindende Neuerzeugung und Volumenrekombination hin, so daß der FDR als quellfrei angesehen werden kann. Die Grenze zum Glimmlicht ist wegen des annähernd exponentiellen Abfalles der Neuerzeugung fließend, während der Säulenkopf /Ru73/ oder die Anodenglimmhaut scharf abgegrenzt werden können.

Theoretische Modelle /As62, Ec65, Hu69/ definieren den Ort der Feldumkehr als kathodenseitige Grenze, während in experimentellen Untersuchungen der Ort des Auftretens der Anodenglimmhaut /Fre72, Ko73/ als Begrenzung des FDR verwendet wird.

5.2. Messung von Radial- und Axialprofilen der Stromdichte

Die Radialprofile wurden von der Rohrmitte bis 5mm vor der Wand aufgenommen. Kleinere Wandabstände führen zu systematischen Fehlern durch das Eintrittsloch der Sonde in der Rohrwand ($\emptyset$ 5mm). Messungen über die Rohrmitte hinaus wurden durch die Anwesenheit der Referenzsonde, welche der Meßsonde mit einem Radialabstand von 1.5 cm gegenüberliegt,beeinflußt.

Axialprofile wurden bei zwei verschiedenen Anodenstellungen aufgenommen. Einmal bei voll ausgebildetem FDR mit Anodenglimmhaut unmittelbar vor der Ablösung des Säulenkopfes. Nur in diesem Zustand ist der differentielle Widerstand der Anodenglimmhaut linear und erlaubt so eine von systematischen Fehlern freie Messung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung /Be75/. Bei dieser Anodenstellung sind Messungen von Anodennähe bis etwa zum Ort des Auftretens der Anodenglimmhaut möglich. Durch die zur Kathode hin ansteigende Ladungsträgerdichte wird dann die Spannungsaufteilung zwischen Anodenglimmhaut und SONDENSCHICHT zu ungünstig.

Steht die Anode im Glimmlicht,verschwindet der Widerstand zwischen SONDENSCHICHT und Anode. Mit dieser zweiten Anodenstellung sind Geschwindigkeitsverteilungsmessungen bis zum Glimmsaum möglich.

Die Radialprofile zeigen bei allen gemessenen Drücken und Entladungsströmen einen ähnlichen Verlauf. Abb.14a zeigt für einen Entladungstrom von 4 mA bei einem Druck von 45 Pa in logarithmischer Darstellung eine Schar von Radialprofilen der Ladungsträgerdichte mit dem Anodenabstand als Parameter. In der linearen Darstellung in Abb.14b erkennt man, daß der Verlauf in Anodennähe zu einem Besselpprofil tendiert, während

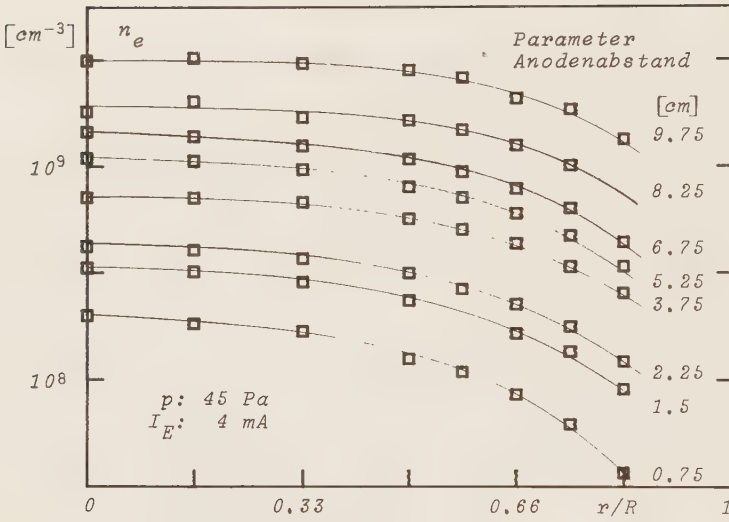


Abb. 14a Logarithmische Radialprofile

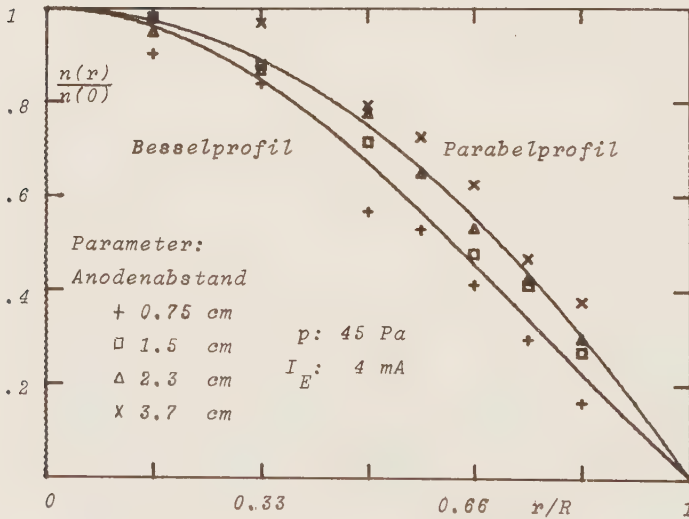


Abb. 14b Radialprofile in linearer Darstellung

mit zunehmendem Anodenabstand ein Parabelprofil eine bessere Näherung darstellt. Wir nähern daher $n_e(r)$ und $dn_e(r)/dz$ zur Berechnung der Stromdichten durch eine Parabel an.

Der radiale Verlauf von Feldstärke, Beweglichkeit und Diffusionskoeffizient ist im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant. Eine leichte Abnahme der Feldstärke bei den Messungen in Wandnähe deutet auf systematische Fehler hin, die durch das Eintrittsloch der Sonde verursacht werden, da in Wandnähe der Einfluß des radialen ambipolaren Feldes /Wu75b/ zu einer Zunahme des Betrags der Feldstärke führen sollte.

Damit kann unter Vernachlässigung des Ionenstromanteiles (wegen $b_+ \ll b_e$ und $D_+ \ll D_e$) der Gesamtstrom J_E /Ec65/

$$(5.1) \quad J_E = 2\pi \int \{j_{ez}(r, z) + j_{+z}(r, z)\} r dr$$

$$(5.2) \quad j_{ez} = e n_e b_e E_z + e D_e \frac{dn_e}{dz}$$

aus in der Rohrachse gewonnenen Werten (Index o) durch

$$(5.3) \quad J_E = j_{eo} \pi R^2 / 2 \quad \text{mit} \quad j_{eo} = e n_{eo} b_{eo} E_{zo} + e D_{eo} \frac{dn_{eo}}{dz}$$

berechnet werden.

Abb.15 zeigt als Beispiel Axialprofile der so berechneten Gesamtströme, normiert auf den Entladungsstrom (6.1 mA), von Anodennähe bis zum Ort des Auftretens der Anodenglimm-haut. In Anodennähe liegt offensichtlich ein Versagen der Meßmethode vor, da hier der Gesamtstrom nicht konstant gemessen wird. Dies ist im Wesentlichen auf den hier sehr starken Ladungsträgerdichtegradienten (s. Abb.16) zurückzuführen, der in der Modellrechnung unberücksichtigt geblieben ist und so zu Fehlern in der Feldstärkebestimmung führt.

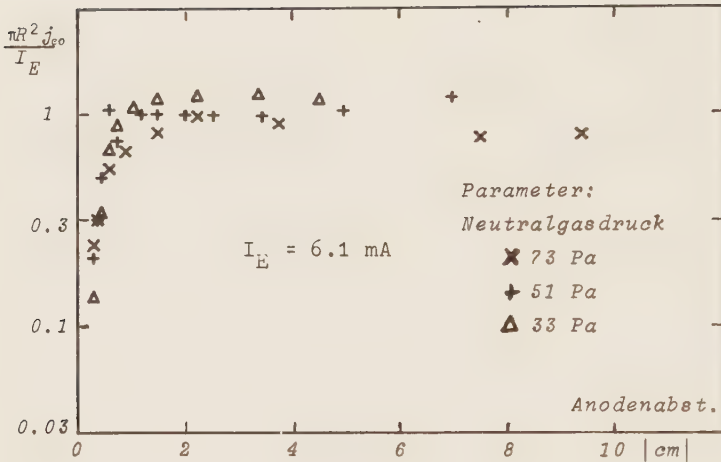


Abb. 15 Axialprofile des Gesamtstromes

Im weiteren Verlauf des FDR wird der Gesamtstrom nahezu konstant bestimmt. Da hier Ladungsträgerdichte und Feldstärke nicht konstant sind, (Abb.16 und Abb.17) kann dies als Beweis für die relative Genauigkeit der Methode angesehen werden. Die absolute Größe des gemessenen Gesamtstromes erreicht jedoch nur 50-60 % des Entladungsstromes. Dies kann auf eine Störung des Plasmas durch die Anwesenheit der Sonde zurückgeführt werden. Die Sondenoberfläche wirkt als örtliche Ladungsträgersenke, so daß die Trägerdichte am Rande der Sondenschicht nicht der des ungestörten Plasmas entspricht /Way64, Ka68/.

Für die folgenden Aussagen über die axiale Verteilung von Elektronen- und Ionenstromdichte und ihre Aufteilung in Drift- und Diffusionsstrom (Abb.18) ist eine Unsicherheit im

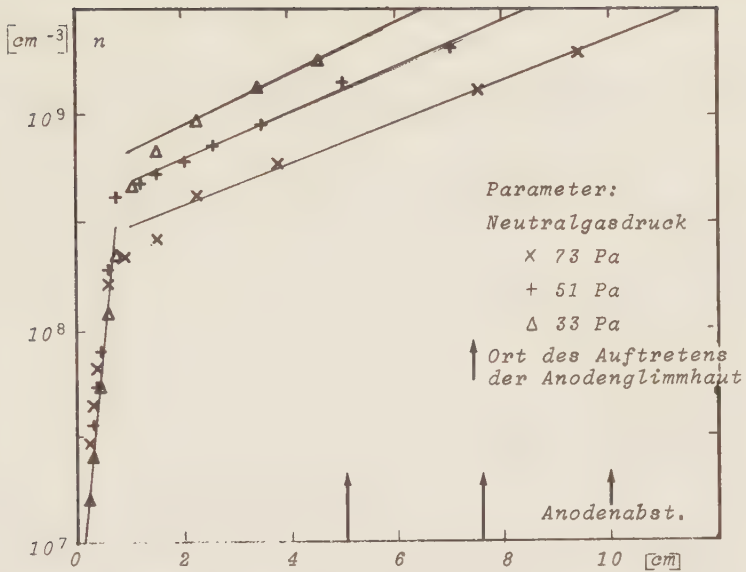


Abb. 16 Axialprofil der Ladungsträgerdichte n

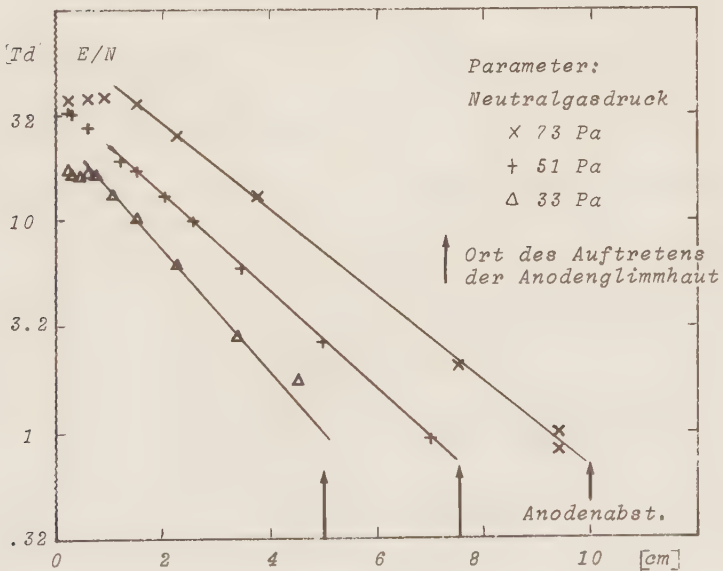


Abb. 17 Axialprofil der reduzierten Feldstärke E/N

Absolutwert der bestimmten Dichte ohne Belang, da diese sich auf alle vier Anteile gleichermaßen auswirkt.

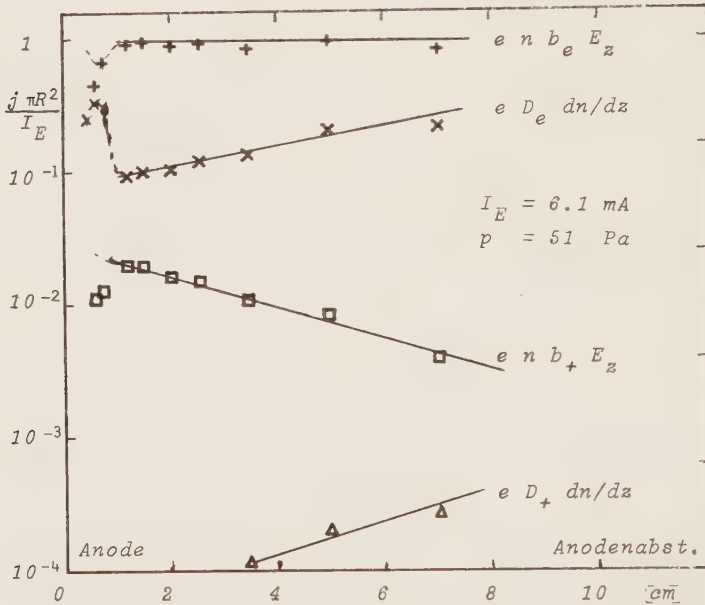


Abb.18 Axiale Verteilung von Elektronen- und Ionenstromdichten

Zur Berechnung der Ionenstromanteile ist die Bestimmung der Ionensorte erforderlich. Nach Luber /pers.Mitt./, der an der gemeinsamen Apparatur massenspektroskopische Untersuchungen an Abklingplasmen durchführt, ist die dominierende Ionensorte in dem hier verwendeten Parameterbereich H_3^+ . Die Dichte von H^+ -Ionen liegt um einen Faktor 20 darunter. Bei längerer Brenndauer der Entladung treten außerdem noch H_3O^+ - und N_2H^+ -Ionen auf. Ihr Anteil beträgt jedoch höchstens 2%.

Angaben über die Beweglichkeit und den Diffusionskoeffizienten von H_3^+ in H_2 finden sich bei McDaniel und Mason/Mc73/.

Danach bleiben diese Koeffizienten bis zu red. Feldstärken von ca 30 Td konstant und steigen dann leicht an.

Damit können die Ionenstromdichten über das Verhältnis der Transportparameter aus den Elektronenstromdichten ermittelt werden.

$$(5.4) \quad j_{+Drift} = \frac{b_+}{b_e} j_{eDrift} ; \quad j_{+Diff} = \frac{D_+}{D_e} j_{eDiff}$$

Das Ergebnis der Stromdichtemessungen (Abb.18) läßt sich folgendermaßen zusammenfassen:

Vom Ort des Auftretens der Anodenglimmhaut bis in Anodennähe wird der Gesamtstrom im Wesentlichen durch die Drift der Elektronen im elektrischen Feld getragen. Der Elektronendiffusionsstrom trägt, insbesondere bei höheren Drücken, nur wenig zum Gesamtstrom bei.

Der Ionendriftstrom ist nicht proportional zum Elektronendriftstrom. Er steigt infolge abnehmender Elektronenbeweglichkeit bei zunehmender Feldstärke zur Anode hin an.

5.3. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell von Ecker und Emeleus

Die FDR-Modelle von Ahsman /Ah62/ und Hurt /Hu69/ sind ebene Modelle, bei denen in einem radial unendlich ausgedehnten Plasma Wandverluste vernachlässigt werden.

Dem Experiment besser angepasst ist das zylindersymmetrische Modell von Ecker und Emeleus /Ec65/. Diese Autoren behandeln den FDR als Randwertproblem. Dazu gehen sie von einem stetigen Übergang zum Glimmlicht am Ort der Feldumkehr ($E=0$) aus, den sie als kathodenseitige Grenze ($z=0$) ansehen. Hier wird

vereinfacht für die Radialverteilung von $n(r)$ und $dn(r)/dz$ ein Besselprofil in der Grundmode $J_0(\sqrt{r/R})$ angenommen.

Unter der Voraussetzung ambipolarer radialer Ladungsträgerdiffusion und durch Verlust dieser Ladungsträger an der Gefäßwand erhalten diese Autoren einen axialen Dichteverlauf der Form:

$$(5.5) \quad n(z) = n(0) \left\{ \cosh(z/\Lambda) - \frac{I_E \Lambda}{e D \bar{n}_0} \sinh(z/\Lambda) \right\}$$

mit:

$$\Lambda = R/\beta_0 = R/2.4 ; \quad \bar{n}_0 = 2\pi n(r=0) \int_0^R J_0(r/\Lambda) r dr$$

Die anodenseitige Begrenzung des FDR wird als erreicht angesehen, wenn die Ladungsträgerdichte auf den Wert der positiven Säule abgesunken ist. Damit verbunden ist ein Anstieg der elektrischen Feldstärke, um den bei abnehmendem Dichtegradienten geringer werdenden Diffusionsstrom durch Drift im elektrischen Feld zu ergänzen.

Dieses Modell ist in sich vollständig konsistent /Heisen, per. Mitt./ und erlaubt so eine widerspruchsfreie Beschreibung des FDR unter den gemachten Voraussetzungen. Es enthält jedoch einen Punkt, der Anlaß zur Kritik bietet.

Die Elektronentemperatur und damit auch Beweglichkeit und Diffusionskoeffizient werden als konstant angesehen, obwohl die Feldstärke von Null bis zur Säulenfeldstärke (einige V/cm) ansteigt.

Damit ist die scharfe Begrenzung der AGH oder des Säulenkopfes in diesem Modell unerklärlich, da hier Dichte und

Feldstärke sich allmählich in einer Kettenfunktion den Säulenwerten nähern. Es müßte also beim Übergang zur Säule ein Elektronentemperatursprung auftreten, der den scharfen Ein-
satz der Neuerzeugung ermöglicht, ohne daß dieser mit einem gleichzeitigen Dichte- oder Feldstärkesprung verbunden wäre.

Diese Kritik wird durch eine Reihe von experimentellen Befunden gestützt. So finden Sayda /Sa73/ mit Elektronenstrahlungsmessungen und Kolbek /Ko73/ mit Floatingpotentialmessungen ein scharfes Maximum der elektrischen Feldstärke am Säulen-
kopf, das auf eine elektrische Doppelschicht hindeutet. Boyd und Twiddy /Bo60/ und /Be73/ finden bei Messungen der Elektronenenergieverteilung durch den Säulenkopf hindurch eine Elektronengruppe, von Boyd und Twiddy 'superprimaries' genannt, deren mittlere Energie bei 12 eV (in H_2) liegt, und die offensichtlich durch Beschleunigung in einer elektrischen Doppelschicht entstanden ist.

Klammert man diese Doppelschicht, für die das Ecker-Emeleus-Modell keine ausreichende Beschreibungsmöglichkeit bietet, aus dem Vergleich mit dem Experiment aus, dann läßt sich im Rahmen der eingesetzten Näherungen eine Übereinstimmung feststellen.

Als anodenseitige Randwerte wählen wir hierzu Feldstärke-
werte die am Rande des starken Dichteabfalles gewonnen wurden. Für die charakteristische Energie setzen wir einen
mittleren Wert von 0.1 eV ein und erhalten so für die Länge

L des FDR nach Ecker und Emelcus

$$(5.6) \quad L = \Lambda \ln \left\{ \frac{\alpha}{(1+\alpha^2)^{1/2}-1} \right\} ; \quad \alpha = 0.5 \frac{kT_e}{eE_s \Lambda}$$

folgende Tabelle für ein Beispiel mit einem Entladungsstrom
von 6.2 mA und dem Neutralgasdruck als Parameter.

Druck p	Pa	33	51	73
red. Feldst. E/N	Td	16	25	50
L (theor.)	cm	5.2	6.3	7.6
L (exp.)	cm	5.0	7.8	10

Es ergibt sich durch die Zunahme der red. Feldstärke bei steigendem Druck eine Zunahme der FDR-Länge. Diese Tendenz entspricht der hier vorliegenden Messung, und sie deckt sich mit experimentellen Werten, die von Sayda /Sa73/ zusammengestellt wurden. Setzt man hingegen in das Modell von Ecker und Emeleus Messwerte für die maximale Feldstärke aus der Doppelschicht ein, so ergibt sich nach Sayda eine wesentlich geringere Abhängigkeit der FDR-Länge vom Neutralgasdruck.

Im nächsten Kapitel wird gezeigt, wie mit einer einfachen Modifikation des Ecker-Emeleus-Modells, welche die Abhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit von der Feldstärke enthält, sowohl die Druckabhängigkeit als auch der Übergang vom FDR zur Doppelschicht dargestellt werden kann.

5.4 Modifizierung des Ecker-Emeleus-Modells

Wie Ecker und Emeleus gehen wir davon aus, daß Volumenprozesse im FDR vernachlässigbar sind. Als kathodenseitige Grenze wählen wir jedoch nicht den Ort der Feldumkehr, sondern den des Auftretens der Anodenglimmhaut. Dadurch ergibt sich ein besserer Anschluß an das zweidimensionale Glimmlichtmodell von Wunderer /Wu70/, nach dem die Neuerzeugung am Ort der Feldumkehr noch zu den dominierenden Prozessen zählt.

Aufgrund unserer Messungen (s. Abb. 18) können wir dann auch von der Näherung ausgehen, daß der Diffusionsstrom im FDR gegenüber dem Driftstrom in axialer Richtung vernachlässigbar ist. Es ist allerdings anzumerken, daß diese Näherung bei kleinen Neutralgasdrücken (in H_2 unter 10 Pa) voraussichtlich nicht mehr haltbar ist, da der Diffusionsstromanteil bei abnehmendem Druck wächst.

Die Ladungsträgerverluste an der Rohrwand mit der Wandstromdichte j_w werden damit für die Ionen durch zunehmende Ionenstromdichte zur Anode von der Anode her gedeckt, während die Elektronen von der Kathodenseite her geliefert werden. Damit erhält man als Beziehung zwischen der Wandstromdichte und der axialen Änderung der Stromdichte:

$$(5.7) \quad 2\pi R j_{w+} = -2\pi e \frac{d}{dz} \int_0^h b_+ E_z n(r) r dr$$

Für eine isolierende Rohrwand sind die Wandstromdichten für Elektronen und Ionen gleich. Sie werden durch den ambipolaren Diffusionskoeffizienten D_a und den Dichtegradienten an der Rohrwand bestimmt.

$$(5.8) \quad j_{w+} = j_{w-} = -e D_a (E/N) \left\{ \frac{dn}{dr} \right\}_R$$

Für die radiale Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte setzen wir entsprechend unseren Messungen (s. Abb. 14) näherungsweise ein Parabelprofil ein, und die axiale Feldstärkekomponente E_z sehen wir als radial konstant an. Dies führt zwar in Strenge zu einer Verletzung der Bedingung $\text{rot } \vec{E} = 0$, falls D_a nicht axial konstant ist. Da man aber leicht abschätzen kann, daß geringfügige Korrekturen am Radialprofil zur Erfüllung von $\text{rot } \vec{E} = 0$ ausreichen, nehmen wir dies im Interesse einer vereinfachten Ableitung für das axiale Profil in Kauf.

Damit findet man:

$$(5.9) \quad -\theta n D_a / R^2 = \frac{d}{dz} (n b_+ E_z)$$

Da $b_+ N$ als konstant angesehen werden kann, erhält man mit einer Näherung für D_a (gültig bei 10 Td in H_2):

$$N \cdot D_a = E/N \quad 1.6 \cdot 10^{36} / V/s/cm^3 ; \quad b_+ \cdot N = 3.01 \cdot 10^{20} / V/s/cm$$

$$(5.10) \quad R^2 N \frac{d}{dz} \{ \ln(n \cdot E_z) \} = const = -4.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

d.h. die logarithmische Steigung von $n \cdot E_z$ ist umgekehrt proportional zum Neutralgasdruck und zum Quadrat des Rohrradius.

Derartige Verläufe konnten wir tatsächlich nachweisen (Abb.19), wenn auch der experimentelle Wert für die Konstante geringer ausfällt. Die Feldstärkewerte in Anodennähe haben wir dabei aus den gemessenen Dichtewerten über die Entladungsbilanz berechnet

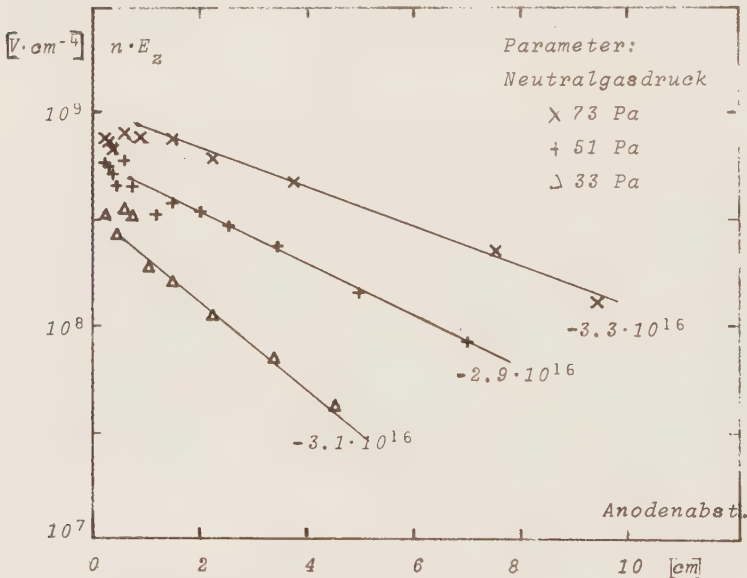


Abb.19 Axialer Verlauf von $n \cdot E$

Um nun auch den axialen Verlauf von n und von E_z zu berechnen, muß die Stromtransportgleichung für den Entladungsstrom herangezogen werden. Man erhält mit obigen Annahmen über die Radialprofile für die Stromdichte j in der Rohrachse:

$$(5.11) \quad j = e n (b_e + b_+) E_z = \frac{2 I_E}{\pi R^2}$$

Zum Vergleich mit dem Experiment haben wir das Gleichungssystem 5.9 und 5.11 numerisch gelöst und erhalten im Innern des FDR gute Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Feldverlauf (Abb.20). Den steilen Anstieg der Feldstärke im Anodenbereich können wir allerdings mit unserer Meßmethode nicht nachweisen, da infolge der stark anwachsenden Gradienten die Voraussetzungen zu Kap.2 nicht mehr erfüllt sind. Insbesondere nehmen wir an, daß sich die Elektronengeschwindigkeitsverteilung nicht mehr im lokalen Gleichgewicht mit dem Feld befindet. Das Auftreten eines scharfen Feldstärkemaximums kann aber durch die Elektronenstrahlfeldmessungen von Sayda /Sa73/ und durch das Auftreten von 'superprimaries' hinter dem Säulenkopf als gesichert gelten.

Für den axialen Verlauf der Ladungsträgerdichte (Abb.21) erhalten wir ebenfalls gute Übereinstimmung. Speziell der starke Abfall in Anodennähe wird richtig wiedergegeben.

Zur Diskussion dieser Verläufe, und besonders für das Verhalten in Anodennähe kann man Gl.5.11 in die Näherungslösung 5.10 einsetzen und erhält:

$$(5.12) \quad - R^2 N \frac{d}{dz} \{ \ln (b_e + b_+) \} = const$$

Da b_e eine Funktion der Feldstärke ist, gewinnt man das Ergebnis, daß der axiale Verlauf der Feldstärke, und damit über Gl. 5.11 auch der axiale Verlauf der

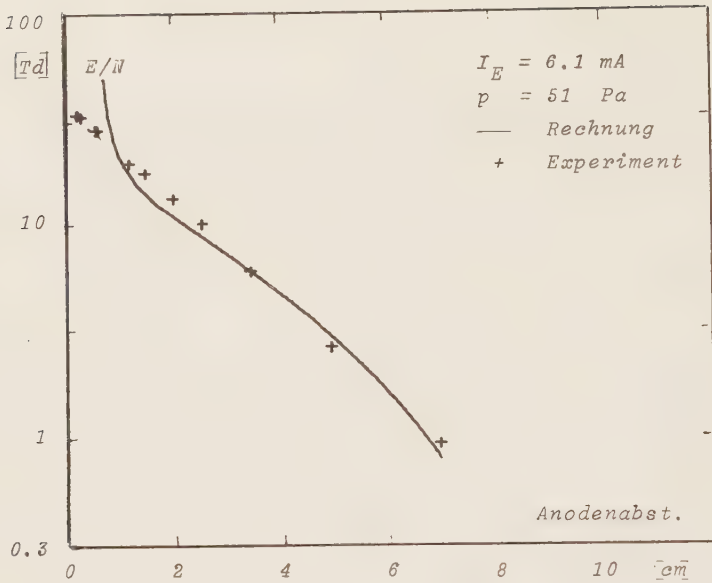


Abb.20 Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Feldstärkeverlauf im FDR

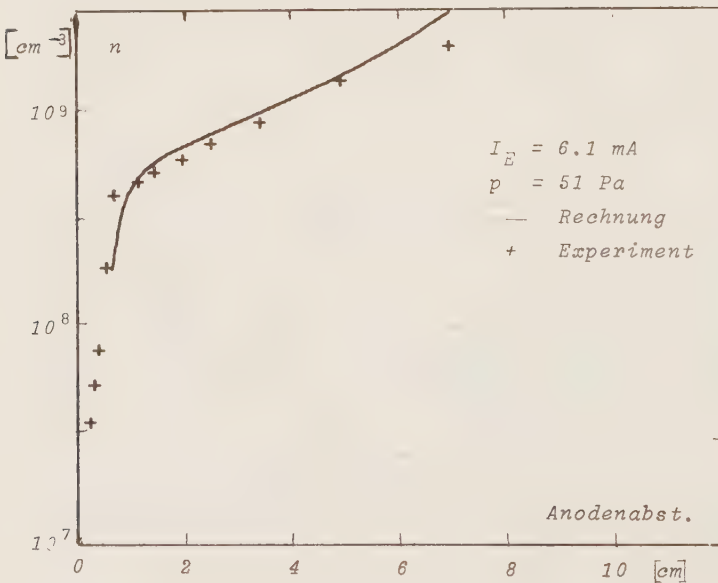


Abb.21 Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Dichteverlauf im FDR

Ladungsträgerdichte , durch die Abhängigkeit der Beweglichkeit als Funktion der reduzierten Feldstärke vorgegeben ist. Wenn die Elektronenbeweglichkeit wie in Wasserstoff (Abb.22) nicht mit wachsender Feldstärke weiter fällt, dann muß die Feldstärke an dieser Stelle steil ansteigen, und die Ladungsträgerdichte muß einen entsprechend starken Abfall zeigen.

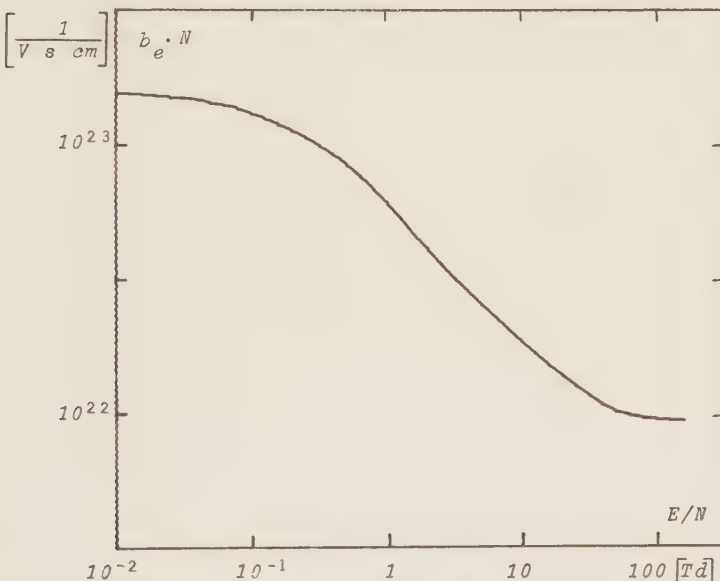


Abb.22 Elektronenbeweglichkeit b_e als Funktion der red. Feldstärke E/N

Dieses Verhalten der Beweglichkeit führt zu einer wichtigen Konsequenz.

Die anodenseitige Grenze des FDR läßt sich nicht dadurch definieren, daß Ladungsträgerdichte und Feldstärke Werte der positiven Säule erreichen. Das Ende des FDR ist

vielmehr dadurch charakterisiert, daß die zur Deckung des Ionenwandstromverlustes notwendige Zunahme des Ionenstromes wegen Erreichens der Proportionalitätszone von Ionen- und Elektronenstrom nicht mehr möglich ist. Das steile Anwachsen der Feldstärke führt zur Neuerzeugung in einer elektrischen Doppelschicht, die den Säulenkopf bildet.

6. Offene Probleme

Bei der Ableitung der Boltzmanngleichung für die Elektronengeschwindigkeitsverteilung haben wir Volumenprozesse und Gradienten vernachlässigt. Beide haben sicherlich Einfluß auf den höherenergetischen Teil der Verteilungsfunktion. Es wäre daher grundsätzlich interessant, neben einer numerischen Lösung der Boltzmanngleichung mit diesen Einflüssen auch Untersuchungen darüber durchzuführen, ob die Druyvesteynanalyse auch bei Gitter- oder Abschirmsonden, mit denen der Ionenstromanteil unterdrückt werden kann, noch streng gültig ist.

Dies könnte neben einem Vergleich zwischen Experiment und Theorie der Elektronengeschwindigkeitsverteilung auch zu Aussagen über die zweite Ableitung des Ionenstromes im Sättigungsbereich führen, die mit den Aussagen von Richards verglichen werden können.

Die vorgestellte Modifizierung des FDR-Modelles von Ecker und Emelius ist in gewisser Weise unvollständig, da die kathodenseitige Randbedingung eine Vernachlässigung des Diffusionsstromanteiles und der Neuerzeugung fordert. Hier könnte eine konsequente Fortsetzung des Glimmlichtmodelles von Wunderer mit feldabhängigen Transportkoeffizienten weiterhelfen. Über die Erfüllung der Bedingung $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ läßt sich dann möglicherweise auch eine Aussage über die axiale Veränderung des Radialprofiles ableiten.

Literaturverzeichnis

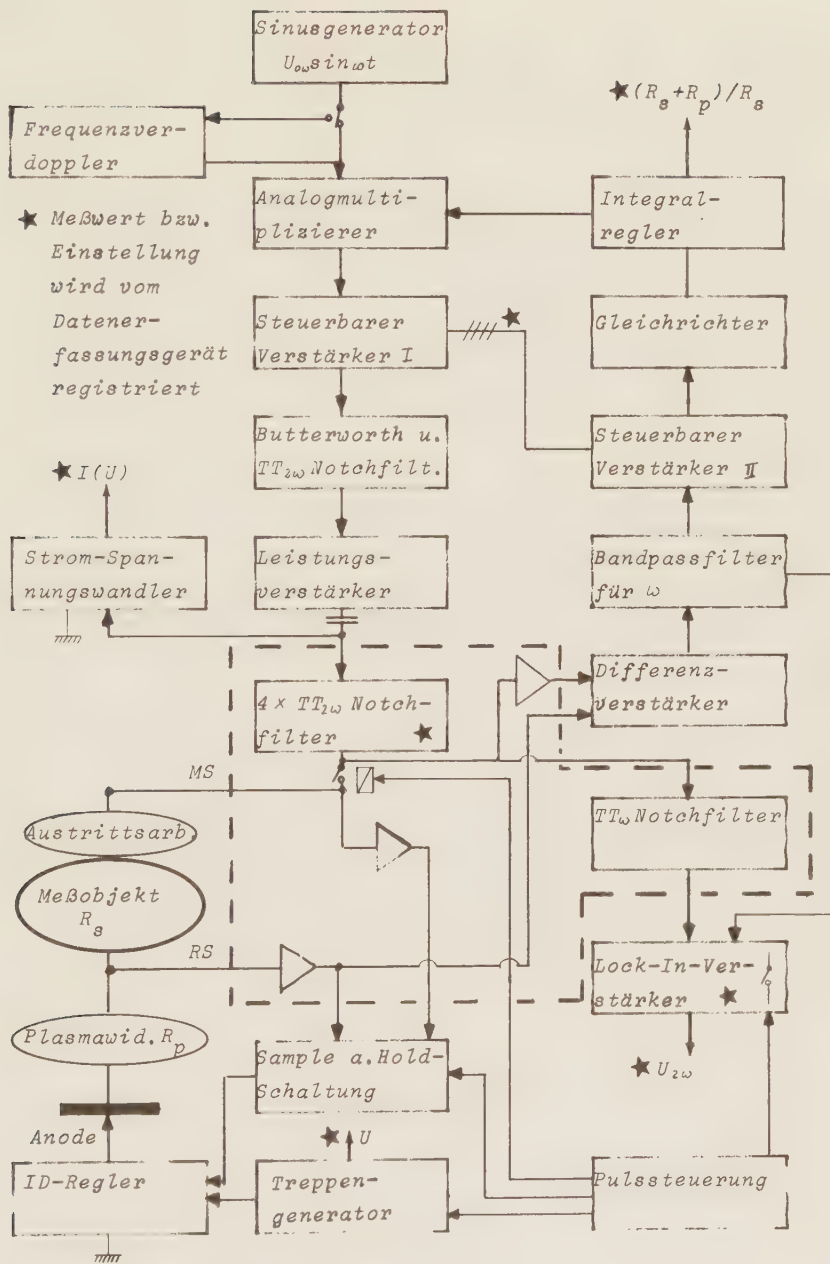
- Ah62 Ahsmann, G.J.M. - Ionisation Phenomena in Gases V
1962 North-Holland Publ.Co; Amsterdam, S. 306
- Al57 Allen, J.E., Boyd, R.L.F., Reynolds, P.
1957 Proc.Phys.Soc. 70, 297
- An77 Andersson, D.
1977 J.Phys.D. 10, No.12, 1549
- At72 Atajew, A., Rutscher, A., Winkler, R.
1972 Beitr.Plasmaphys. 12, 239-61
- Beh68 Behlke, H. et al.
1968 Exp.Techn.Phys. 16, 300
- Be73 Berger, E.
1973 Diplomarb. München
- Be75 Berger, E., Heisen, A.
1975 J.Phys.D. 8, 629-39
- Bo54 Boyd, R.L.F., Twiddy, N.D.
1954 Nature, London 173 633
- Bo59 Boyd, R.L.F., Twiddy, N.D.
1959 Proc.Roy.Soc. A250, 53-69
- Bo60 Boyd, R.L.F., Twiddy, N.D.
1960 Proc.Roy.Soc. A259, 145-58
- Bo67 Boyd, R.L.F., Boylet, F.D.A.
1967 Proc.Roy.Soc. A296, 233-42
- Br63 Branner, G.R., Friar, E.M., Medicus, G.
1963 Rev.Sci.Instrum. 34, 231-7
- Ca67 Cartwright, D.C., Kuppermann, A.
1967 Phys.Rev. 163, 86
- Ch75 Chung, P.M., Talbot, L., Touryan, K.J. - Electric Probes in
Stationary and Flowing Plasmas
1975 (Springer, Berlin)
- Cr69 Crompton, R.W., Gibson, D.K., McIntosh, A.I.
1969 Aust.J.Phys. 22, 715

- D'A74 D'Arcy, R.J.
1974 J. Phys. D. 7, 1391
- Do77 Dovzhenko, V.A., Ershov, A.P., Solntzev, G.S.
1977 Phenomena in Ionized Gases XIII, Berlin Contr. Pap.
I, 101
- Dr30 Druyvesteyn, M.J.
1930 Z. Phys. 64, 781-98
- Dr37 Druyvesteyn, M.J.
1937 Physica 4, 679
- Ju75 Dutton, J.
1975 J. Phys. Chem. Ref. Data 4, No. 3, 594ff, 617ff
- Ec65 Ecker, G., Emeleus, K.G.
1965 Ann. Phys. 7, No. 15, 53-59
- Eh68 Ehrhardt, H., Langhans, L., Linder, F., Taylor, H.S.
1968 Phys. Rev. 173, 222
- Em36 Emeleus, K.G., Ballantine, R.J.
1936 Phys. Rev. 50, 672
- En63 Engelhardt, A.G., Phelps, A.V.
1963 Phys. Rev. 131, No. 5, 2115-28
- Fr72 Franck, G., Held, R., Pfeil, H.D.
1972 Z. Phys. 256, 73-91
- Fre72 Freymüller, U.
1972 Zulassungsarbeit München
- Fro62 Frost, L.S., Phelps, A.V.
1962 Phys. Rev. 127, No. 5, 1621-33
- Gi70 Gibson, D.K.
1970 Aust. J. Phys. 23, 683
- Gil72 Gilardini, A. - Low Energy Electron Collisions in Gases
1972 Wiley & Sons, New York
- Go66 Golden, D.E., Bandel, H.W., Salerno, J.A.
1966 Phys. Rev. 146, 40
- He69 Heisen, A.
1969 Habilitation München
- Her72 Hermann, D., Klagge, S.
1972 Beitr. Plasmaphys. 12, No. 1, 17

- Hu69 Hurt, W.B.
1969 Am.J.Phys. 37, No.1, 47-51
- Hux74 Huxley, L.G.H., Crompton, R.W. - The Diffusion And Drift
of Electrons in Gases
1974 Wiley&Sons, New York
- Jo76 Jordan-Engeln, G., Reutter, F.
1976 B.I.Hochschultaschenbuch Bd.106
- Ka68 Kasper, W.
1968 Diplomarbeit München
- Kh66 Khare, S.P.
1966 Phys.Rev. 149, 33
- Kh67 Khare, S.P.
1967 Phys.Rev. 157, 107
- Ko73 Kolbek, R.
1973 Diplomarbeit München
- Laf66 Laframboise, J.
1966 Utias-Rept, Toronto, No.100
- La24 Langmuir, I., Mott-Smith, H.
1924 Gen.Elect.Rev. 27
- Li71 Lindner, F., Schmidt, H.W.
1971 Z.Naturforsch. 26A, 1603
- Mc73 McDaniel, F.W., Mason, E.A. - The Mobility and Diffusion
of Ions in Gases
1973 Wiley&Sons, New York
- Me56 Medicus, G.
1956 J.Appl.Phys. 27, No.10, 1242-48
- Mi76 Michel, P., Winkler, R.
1976 Beitr.Plasmaphys. 17, 233
- Mit73 Mitchner, M., Kruger, C.H.Jr. - Partially Ionized Gases
1973 Wiley&Sons, New York
- Ni72 Nickel, H.F.
1972 Zulassungsarbeit München
- No73 Novgorodov, M.Z., Sobolev, N.N.
1973 Phenomena in Ionized Gases XI, Prag, 215
- Pa61 Pack, J.L., Phelps, A.V.
1961 Phys.Rev. 121, No.3, 798-806

- Far63 Parker, J.H.jr.
1963 Phys.Rev. 132, No.5, 2096
- Par69 Parker, J.H.jr., Lowke, J.J.
1969 Phys.Rev. 181, No.1, 290
- Pf66 Pfau, S., Rutscher, A.
1966 Beitr.Plasmaphys. 6, 205
- Po73 Popov, G.
1973 Phenomena in Ionized Gases XI, Prag, 111
- Ra65 Rapp, D., Englander-Golden, P.J.
1965 J.Chem.Phys. 43, 1464
- Ray67 Rayment, S.W., Twiddy, N.D.
1967 Nature, London 216, No.5116, 674-6
- Ri75 Richards, S.L.F., Jones, R.P., Lloyd, G.J.
1975 Int.J.Electronics 38, No.4, 551-8
- Ru73 Rutscher, A., Wilke, Ch.
1973 Phenomena in Ionized Gases XI, Prag, 109
- Sa73 Sayda, W.
1973 Diplomarbeit München
- Se76 Sell, E.
1976 Diplomarbeit München
- Sh66 Sharkofsky, I.P., Johnston, T.W., Bachynski, M.P. - The
Particle Kinetics of Plasmas
1966 Addison-Wesley
- Sp71 Specht, H.V., Herrmann, D.
1971 Beitr.Plasmaphys. 12, No.1, 17
- Sw70 Swift, J.D., Schwar, M.J.R. - Electrical Probes for
Plasmadiagnostics
1970 Iliffe Book Ltd., London
- Tw61 Twiddy, N.D.
1961 Proc.Roy.Soc. A262, 379-94
- Wa76 Wagner, R.
1976 Zulassungsarbeit München
- Way59 Waymouth, J.F.
1959 J.Appl.Phys. 30 1404

- Way64 Waymouth, J.F.
1964 Phys.Fluids 7, No. 11, 1843
- We52 Wehner, G., Medicus, G.
1952 J.Appl.Phys. 23, 1035
- Wi69 Wiesemann, K.
1969 Ann.Phys. 23, 104
- Wu70 Wunderer, B.M.
1970 Beitr.Plasmaphys. 10 271
- Wu75a Wunderer, B.M.
1975 J.Phys.E. 8, 938
- Wu75b Wunderer, B.M.
1975 Dissertation München
- Zim76 Zimmermann, H.
1976 Zulassungsarbeit München
- Zi74 Zite-Ferency, F.
1974 Diplomarbeit München



Phasenverschiebungen, wie sie durch den sich ändernden Sondenwiderstand im Einkoppelkreis erzeugt werden, bleiben ohne Einfluß auf die Messung.

Ein zweiter steuerbarer Verstärker, eine Gleichrichterschaltung und ein Integralregler schließen über den Analogmultiplizierer den Regelkreis für die Sondenwechselspannung. Die Grundwellenamplitude ist vom Verstärkungsgrad dieses zweiten Verstärkers abhängig, die Größe des Steuersignales am Analogmultiplizierer ist vom Verstärkungsgrad des ersten steuerbaren Verstärkers abhängig, weshalb beide driftarm aufgebaut und sorgfältig geeicht wurden.

Eine digital aufgebaute Pulssteuerung erzeugt die Steuerungssignale zur Erfassung des Floatingpotentials und zur Triggerung des Datenerfassungsgerätes. Ein mit einem Digital-Analog-Wandler aufgebauter Treppengenerator gibt synchron dazu durch Auf- oder Abzählen eines Pufferspeichers einen Sollwert für die Sondenspannung vor.

Entsprechend diesem Sollwert und dem in der Sample- and Hold-Schaltung gespeicherten Maß für das aktuelle Floatingpotential verschiebt ein nachgeschalteter ID-Regler die Entladung gegenüber Erdpotential. Durch diese Maßnahme bleibt die Meßsonde immer nahezu auf Erdpotential, was zur Vermeidung von Verschiebeströmen beim Pulsen notwendig ist, und der Sondengleichstrom kann von einem Strom-Spannungswandler ebenfalls gegen Erdpotential gemessen werden.

Herrn Professor Dr. A. Heisen, unter dessen Leitung ich diese Arbeit durchgeführt habe, möchte ich herzlich für sein stetes Interesse und die tatkräftige Förderung durch fruchtbare Diskussionen danken.

Mein Dank gilt auch allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe für die ausgezeichnete Zusammenarbeit, die den Fortgang dieser Arbeit sehr erleichtert hat.

Insbesondere möchte ich hier Herrn Dipl.Physiker J. Luber erwähnen, mit dem ich gemeinsam die rechnergesteuerte Gasentladungsapparatur betrieben habe. Ohne seine ständige Bereitschaft, sein Wissen um die Struktur des Betriebssystems auch zur Lösung meiner Probleme einzusetzen, wäre manches umständlicher geworden.

Herrn A. Selzle danke ich für die unproblematische Anfertigung mechanischer Teile.

Herrn Wieser danke ich für die zahlreichen Anregungen zur Lösung elektronischer Probleme, sowie für die umfangreiche Planung und den Aufbau des Datenerfassungsgerätes.

Lebenslauf

Am 18. März 1948 wurde ich in Heidelberg als Sohn des Buchdruckmeisters Herbert Berger und seiner Ehefrau Anni, geb. Brückner geboren.

Von 1954 bis 1958 besuchte ich in Heidelberg die Volksschule und anschließend das Helmholtzgymnasium, an dem ich 1966 das Reifezeugnis erhielt.

Im gleichen Jahr begann ich das Studium der Physik an der Universität Heidelberg. Hier legte ich im WS 68/69 die Diplom-Vorprüfung ab.

Im SS 69 wechselte ich an die Ludwig-Maximilians-Universität München. Die Diplomarbeit führte ich an der Sektion Physik am Lehrstuhl von Prof. Dr. W. Rollwagen in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. Heisen aus. Im Dezember 1973 bestand ich die Diplom-Hauptprüfung.

Seit Januar 1974 hatte ich die Möglichkeit, in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. Heisen die vorliegende Dissertation anzufertigen. Gleichzeitig übernahm ich die Betreuung von Lehramtskandidaten und von Diplomphysikstudenten im Fortgeschrittenen-Praktikum.

